COLECȚIA

PROPULSIA AEROSPAȚIALĂ

SERIA

ÎNVĂȚĂMÂNT

Prof. dr. ing. VIRGIL STANCIU

Universitatea „POLITEHNICA" din București

BAZELE PROPULSIEI AERONAUTICE

CURS

Numărul 23

Editura PRINTECH
BUCUREȘTI 2012

Editura Printech

TIPAR:
S.C. ANDOR TIPO S.R.L. - EDITURA PRINTECH
Str. TUNARI, nr. 11, sector 2, BUCUREŞTI
Tel./Fax: 021.211.37.12; 021.212.49.51
E-mail: andortipo@yahoo.com

SIMTEX-OC ISO 9001 REGISTERED

Descrierea CIP a Bibliotecii Naţionale a României
STANCIU, VIRGIL
Bazele propulsiei aeronautice / Virgil Stanciu. –
Bucureşti : Printech, 2012
Bibliogr.
ISBN 978-606-521-894-9

629.7.03

© Copyright 2012
Toate drepturile prezentei ediţii sunt rezervate autorului. Nicio parte din această lucrare nu poate fi reprodusă, stocată sau transmisă indiferent prin ce formă, fără acordul prealabil scris al autorului.

CUPRINS

PARTEA I A NOŢIUNI FUNDAMENTALE..... 9
A. Breviar..... 11
B. Noţiuni generale..... 21
1. Realizarea deplasării..... 21
2. Generarea forţei de tracţiune..... 22
3. Subsistemele componente ale unui sistem de propulsie..... 26
4. Clasificarea sistemelor de propulsie..... 30
5. Prezentarea generală a sistemelor de propulsie..... 31
C. Scurt istoric al propulsiei aeriene..... 35
Capitolul 1. Performanţele sistemelor de propulsie..... 39
1.1. Generalităţi..... 39
1.2. Forţa de tracţiune..... 39
1.3. Studiul acţiunii fluidelor asupra sistemelor materiale... 41
1.4. Modele fizice ale forţei de tracţiune..... 49
1.4.1. Concepte fundamentale..... 49
1.4.2. Clasificarea forţelor..... 57
1.4.3. Conceptele de grad de tracţiune şi grad de reacţie ale unui sistem..... 58
1.5. Principiile generale ale propulsiei..... 60
1.5.1. Bazele matematice ale propulsiei..... 60
1.5.2. Clasificarea canalelor de lucru..... 67
1.5.3. Posibilităţi de creştere a forţei de tracţiune..... 72
1.6. Alte forme ale forţei de tracţiune..... 78
1.6.1. Forma globală..... 78
1.6.2. Exprimarea forţei cu ajutorul funţiei forţei de tracţiune..... 79
1.7. Randamentele sistemelor de propulsie..... 84

1.7.1. Randamentul termic..... 84
1.7.2. Randamentul de propulsie..... 86
1.7.3. Randamentul global..... 89
1.8. Performanţe specifice..... 89
1.8.1. Forţa de tracţiune specifică..... 89
1.8.2. Consumul specific de combustibil..... 89
1.8.3. Greutatea specifică..... 90
1.8.4. Aria frontală specifică..... 90
PARTEA A II-A SISTEME DE PROPULSIE CU COMPRIMARE MECANICĂ..... 91
Capitolul 2. Motorul turboreactor simplu flux..... 93
2.1. Generalităţi..... 93
2.2. Caracteristici..... 93
2.2.1. Schema de principiu, elementele componente şi funcţionarea motorului..... 93
2.2.2. Parametrii şi coeficienţii motorului turboreactor... 101
2.2.3. Condiţia de funcţionare în regim staţionar..... 104
2.2.4. Calculul excesului de aer..... 106
2.2.5. Ciclul real..... 110
2.2.6. Studiul caracteristicilor de exploatare 114
Capitolul 3. Motorul turboreactor dublu flux..... 153
3.1. Motorul turboreator dublu flux cu fluxuri separate (MTRDF-S)..... 157
3.1.1. Generalităţi..... 157
3.1.2. Condiţia de curgere staţionară..... 158
3.1.3. Performanţele MTRDF-S..... 160
3.1.4. Stadiul ciclului real al MTRDF-S 162
3.1.5. Caracteristicile de exploatare ale motorului turboreactor dublu flux cu fluxuri separate..... 175

3.2. Motorul turboreator dublu flux cu fluxuri amestecate (MTRDF-AM)..... 194
3.2.1. Generalităţi..... 194
3.2.2. Performanţele MTR DF–AM 195
3.2.3. Studiul ciclului real al MTRDF–AM..... 196
3.2.4. Calculul amestecării şi performanţele MTRDF–AM..... 202
Capitolul 4. Motorul turbopropulsor..... 209
4.1. Generalităţi..... 209
4.1.1 Avantajele motoarelor turbopropulsoare..... 209
4.1.2. Dezavantajele motoarelor turbopropulsoare..... 211
4.2. Schema de principiu a motorului turbopropulsor 212
4.3. Condiţia de funcţionare în regim staţionar staţionar a motorului turbopropulsor..... 213
4.4. Performanţele motorului turbopropulsor..... 215
4.4.1. Performanţe absolute..... 215
4.4.2. Performanţele specifice 216
4.5. Ciclul real al motorului turbopropulsor..... 218
4.5.1. Distribuţia optimă a energiei disponibile..... 218
4.5.2. Influenţa parametrilor asupra distribuţiei optime.... 222
4.5.3. Determinarea coeficientului de distribuţie..... 223
4.6. Studiul caracteristicilor de exploatare ale motorului turbopropulsor..... 224
4.6.1. Generalităţi..... 224
4.6.2. Caracteristica de viteză 225
4.6.3. Caracteristica de înălţime..... 231
4.6.4. Caracteristicile de turaţie şi de sarcină 240
4.6.5. Calculul caracteristicii de turaţie a motorului turbopropulsor..... 244

4.7. Caracteristica universală a motorului turbopropulsor.... 248

PARTEA A III-A SISTEME DE PROPULSIE CU COMPRIMARE DINAMICĂ..... 251

A. Introducere..... 253

B. Avantajele sistemelor de propulsie cu comprimare dinamică..... 254

C. Dezavantajele sistemelor de propulsie cu comprimare dinamică..... 255

Capitolul 5. Motorul statoreactor..... 257

5.1. Generalităţi..... 257

5.2. Motorul statoreactor subsonic..... 257

5.3. Motorul statoreactor supersonic..... 259

5.4. Ciclul real al motorului statoreactor..... 260

5.5. Parametrii de bază..... 261

5.6. Performanţele motorului statoreactor..... 262

5.6.1. Forţa de reacţie..... 262

5.6.2. Forţa de reacţie specifică..... 264

5.6.3. Consumul specific de combustibil..... 265

5.7. Caracteristicile de exploatare ale motorului statoreactor..... 265

5.7.1. Caracteristica de viteză..... 266

5.7.2. Caracteristica de înălţime..... 270

5.8. Calculul caracteristicilor de exploatare..... 271

5.9 Motorul statoreactor cu ardere supersonica..... 272

5.91. Introducere 272

5.9.2. Caracteristicile motoarelor statoreactoare..... 273

5.9.3. Zborul hipersonic..... 275

5.9.4. Analiza performanţelor motorului pentru zboruri hipersonice..... 281

5.9.5. Analiza ciclului termodinamic..... 290

5.9.6. Performanţele motorului..... 298

5.9.7. Analiza primului principiu..... 301

5.9.8. Analiza tracţiunii..... 305

Capitolul 6. Motorul pulsoreactor..... 313

6.1. Consideraţii generale..... 313

6.2. Arderea în regim pulsatoriu..... 316

6.2.1. Oscilaţii sporadice..... 316

6.2.2. Oscilaţii de înaltă frecvenţă..... 316

6.2.3. Oscilaţii de joasă frecvenţă..... 317

6.2.4. Arzătoare pulsatorii..... 319

6.3. Caracteristicile motorului pulsoreactor..... 323

6.3.1. Avantaje..... 323

6.3.2. Dezavantaje..... 323

6.4. Schema de principiu a pulsoreactorului..... 324

6.5. Pornirea motorului..... 325

6.6. Studiul proceselor de reaprindere şi ardere..... 326

6.6.1. Metode de aprindere..... 326

6.6.2. Consideraţii gazodinamice privind reaprinderea.... 327

6.6.3. Viteza de ardere..... 333

6.6.4. Avantajele arderii pulsatorii..... 335

Bibliografie..... 337

PARTEA I A

NOȚIUNI FUNDAMENTALE

A. BREVIAR

Înainte de a trece la studiul general al sistemelor de propulsie, care constituie obiectul acestei lucrări, se va face o prezentare a termenilor utilizați în aeronautică, în general, cât și în domeniul propulsiei, în special.

SISTEM

a. Definiție

Prin definiție, sistemul reprezintă un ansamblu de elemente materiale sau imateriale aflate într-o relație de interdependență și interacțiune, care funcționează ca un întreg organizat, unitar.

b. Exemple

În prezent, se întâlnesc numeroase sisteme, cum ar fi:

- Sistemul fizic;
- Sistemul matematic;
- Sistemul chimic;
- Sistemul fizico-chimic;
- **Sistemul tehnic;**
- Sistemul informațional;
- Sistemul economic;
- Sistemul planetar (solar);
- Sistemul interplanetar, etc.

I. Sistem tehnic

a. Definiție

Sistemul tehnic reprezintă un sistem compus din corpuri materiale solide.

Din punct de vedere al mișcării realizate de elementele componente, sistemele tehnice pot fi:

- Sisteme tehnice dinamice;
- Sisteme tehnice statice.

b. Exemple

Cele mai întâlnite sisteme tehnice dinamice sunt:

- **Maşinile;**
- **Vehiculele.**

Din categoria sistemelor tehnice statice fac parte:

- Dispozitivele;
- Camerele de ardere;
- Canalele;
- Tunelurile;
- Difuzoarele;

MAŞINA

1. Definiţie

Maşina reprezintă sistemul tehnic dinamic, format din organe solide cu mişcări determinate, care serveşte la transformarea şi transportul materiei şi energiei.

2. Clasificare

Din punct de vedere al destinaţiei există patru familii de maşini:

A. Maşini tehnologice;

B. Maşini de transport;

C. Maşini energetice;

D. Maşini pentru transportul energiei.

aşa cum se poate observa din tabelul nr. A.1

Tabelul A.1

OBIECT SCOP	MATERIE	ENERGIE
TRANSFORMARE	A	C
TRANSPORT	B	D

3. Maşina energetică

a. Definiţie

Maşina energetică este sistemul tehnic dinamic, cu componente solide având mişcări bine determinate, care serveşte la transformarea energiei dintr-o formă în alta, $E \rightarrow E'$.

b. Clasificare

Din punct de vedere al sensului în care au loc transformările energiilor se cunosc două tipuri de maşini:

- Maşini de forţă;
- Maşini de lucru.

I. Maşina de forţă

1. Definiţie

Maşina de forţă (motorul) transformă energia termică sau energia mecanică, sub formă de energie cinetică sau energia potenţială, în lucru mecanic, adică

$$E_t, E_m\left(E_c, E_p\right) \rightarrow L_m .$$

2. Clasificare

a) După mişcarea rezultată, motoarele pot fi:

α) Alternative;

β) Rotative.

b) După energia transformată în lucru mecanic motoarele pot fi:

α) Motoare cinetice

$$E_c \rightarrow L_m,$$

β) Motoare potențiale

$$E_p \rightarrow L_m,$$

γ) Motoare termice

$$E_t \rightarrow L_m.$$

Din clasa motoarelor cinetice, rotative, fac parte turbinele de:

- Apă → turbine hidraulice;
- Aburi;
- Aer → turbine eoliene (mori de vânt);
- Gaze.

Din clasa motoarelor potențiale cinetice fac parte motoarele:

- Hidraulice;
- Pneumatice.

Din clasa motoarelor termice fac parte motoarele cu:

- Ardere internă;
- Ardere externă.

Din familia motoarelor termice rotative fac parte turbomotoarele cu:

- Ardere internă;
- Ardere externă.

II. Mașina de lucru

1. Definiție

Mașina de lucru transformă lucru mecanic în energie mecanică, cinetică sau potențială, adică

$$L_m \rightarrow E_m\left(E_c, E_p\right).$$

2. Clasificare

După energia obținută, în final, mașinile de lucru sunt

a) Mașini de lucru potențiale, $L_m \rightarrow E_p$, compresoare;

b) Mașini de lucru cinetice, $L_m \rightarrow E_c$, elice.

Compresoarele, după principiul funcțional pot fi:

- Alternative, volumice;
- Rotative, dinamice.

Compresoarele dinamice, după direcția de curgere a fluidului sunt:

- Radiale, centrifugale;
- Mixte, diagonale;
- Axiale, aerodinamice.

Elicile, după regimul de curgere al fluidului, în mișcarea relativă, sunt:

- Subsonice;
- Transonice;
- Supersonice.

VEHICULUL

1. Definiție

Vehiculul se definește ca fiind sistemul tehnic, cu sau fără autopropulsie, care se deplasează pe o cale de comunicație

- terestră;
- acvatică;
- aeriană;
- extraterestră,

servind ca mijloc de transport.

2. Clasificare

Din punct de vedere al spațiului în care se deplasează vehiculul se întîlnesc:

- Spaţii fără materie, extraterestru;
- Spaţii cu materie.

a. Nava

α) Definiţie

Nava este vehiculul autopropulsat construit şi echipat pentru transport
într-un spaţiu bine definit.

β) Clasificare

După natura mediului în care se deplasează, navele pot fi:

- Acvatice, hidronave;
- Aeriene, aeronave;
- Cosmice, cosmonave;
- Interstelare, astronave;
- Spaţiale.

b. Aeronava

α) Definiţie

Aeronava este vehiculul care se poate deplasa în aer datorită unei forţe de înaintare combinată, eventual, cu o forţă de sustentaţie.

β) Clasificare

Aeronavele pot fi:

- mai uşoare ca aerul, aerostate;
- mai grele ca aerul, aerodine.

TERMENI FUNDAMENTALI

I. Deplasarea

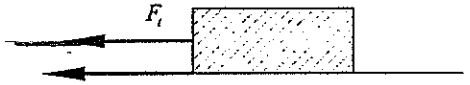
Deplasarea unei nave într-un mediu presupune înaintarea şi menţinerea sa, la un anumit nivel, în masa de fluid, sustentaţia.

1. Înaintarea se poate face prin:

- propulsie;
- tracţiune;
- combinaţia propulsie–tracţiune.

a. Propulsia reprezintă exercitarea unei forţe de împingere, asupra unui vehicul, pentru a provoca înaintarea lui, ca în imaginea de mai jos.

b. Tracţiunea reprezintă exercitarea unei forţe de tragere, asupra unui vehicul pentru a produce înaintarea lui, ca în imaginea de mai jos.



2. Sustentaţia se poate realiza prin utilizarea unei aripi (alapa, pteron)

- fixă,
- mobilă
  - rotativă (helix);
  - batantă (koleos);

II. Zborul

Zborul este deplasarea în aer a insectelor, păsărilor, mamiferelor şi aerodinelor cu ajutorul aripilor.

III. Avionul (aeroplanul)

Avionul reprezintă aerodina care utilizează, în scopul deplasării, un motor şi ca sistem de sustentaţie o aripă fixă.

IV. Helicopterul

Helicopterul este aerodina care utilizează, pentru propulsie şi sustentaţie, o aripă mobilă, rotativă.

V. Coleopterul

Coleopterul este aerodina care utilizează, pentru propulsie şi sustentaţie, o aripă mobilă, batantă care poate fi introdusă într-o teacă.

TERMENI UZUALI

Acţiune,	exercitarea unei forţe sau a unei influenţe asupra cuiva sau ceva;
Adiabatic,	proces în interiorul unui sistem închis fără a ceda sau primi caldură din exterior;
Aerian,	care se referă la aer;
Aerodinamic,	construit să întâmpine o cât mai mică rezistenţă la deplasarea în aer;
Aerodrom,	teren special amenajat pentru decolare, aterizare şi manevrarea la sol a aeronavelor;
Aerogară,	ansamblu de clădiri pe un aeroport unde se află serviciile necesare asigurării traficului aerian;
Aeronautica,	ştiinţa şi tehnica de a construi aeronave, precum şi tehnica de a naviga;
Aeroport,	ansamblu alcătuit din terenul, clădirile şi instalaţiile necesare decolării, aterizării, adăpostirii şi întreţinerii aeronavelor;
Aerospaţial,	referitor la tehnica zborurilor în spaţiile aerian şi extraterestru;
Agregat,	grup format prin cuplarea unei maşini de forţă cu una sau mai multe maşini de lucru sau cu un generator;
Ajutaj,	tub scurt al cărui profil permite curgerea unui fluid la presiuni, respectiv viteze dorite;
Autopropulsat,	care se deplasează folosind energia unei surse proprii;
Aviaţie,	navigaţia cu o aerodină;
Carburant,	combustibil lichid folosit la motoarele cu ardere internă;

Călătoria,	drumul efectuat de o persoană într-un loc îndepărtat;
Comburant,	corp care întreţine arderea având în componenţă, de regulă oxigen;
Coeficient,	constantă care multiplică o mărime sau raportul dintre două mărimi care caracterizează un proces;
Combustibil,	material care are însuşirea de a arde, fiind folosit ca izvor de căldură;
Dispozitiv,	ansamblul de organe legate între ele într-un anumit fel, fără posibilitatea de a se mişca şi care îndeplineşte o anumită funcţie, într-un sistem tehnic;
Efuzor,	tub cu secţiune crescătoare prin care sunt evacuate în atmosferă gazele de ardere la ieşirea lor dintr-un motor;
Ejector,	aparat care serveşte la evacuarea unui fluid dintr-un motor;
Ejecţie,	evacuarea cu mare viteză printr-un ajutaj a unui curent de fluid, folosit pentru propulsie;
Energie,	mărime egală cu capacitatea unui sistem de a efectua un lucru mecanic trecând dintr-o stare în alta;
Fuzee,	corp de formă aerodinamică în stare să înainteze în atmosferă datorită forţei de reacţie a gazelor care ies printr-un efuzor;
Injecţie,	introducerea sub presiune a unui fluid într-un spaţiu închis;
A naviga,	a călătorii cu o navă;
Navigaţie,	faptul de a naviga;

Navigator, persoană care călătorește, adică

- Aeronaut, navigator în spațiul aerian;
- Cosmonaut, navigator în spațiul cosmic;
- Astronaut, navigator în spațiul interstelar.

Parametru, mărime proprie unui obiect care intervine în caracterizarea anumitor proprietăți ale acestuia.

B. NOȚIUNI GENERALE

1. Realizarea deplasării

În general, deplasarea și sustentația unei nave se fac sub acțiunea unei forțe sau a unei combinații de forțe, tracțiune și portanță.

Orice sistem de propulsie este în măsură să genereze energie sub diferite forme, pe care apoi o transferă fluidului de propulsie.

Deplasarea fluidului este, de fapt, consecința transformării energiei sistemului în lucru mecanic și a apariției forței de acțiune cu care sistemul modifică starea de mișcare a fluidului.

Conform principiului acțiunii și reacțiunii fluidul va reacționa, cu o forță egală și de sens opus, asupra sistemului material.

Această forță de inerție a fluidului este cunoscută ca forță de reacțiune.

Din forța de reacțiune sistemul consumă o parte pentru învingerea unor rezistențe mecanice, aerodinamice, etc. Ceea ce rămâne este utilizată, efectiv, în scopul deplasării sale.

Acea parte a forței de reacțiune utilizată exclusiv pentru deplasarea navei reprezintă forța de propulsie sau forța de tracțiune a sistemului.

O analiză, pe baze fizice, a forței de tracțiune dezvăluie faptul că ea se poate produce prin reacție sau ca presiune.

Ca urmare, întotdeauna, forța de reacție a unui sistem de propulsie este mai mică decât forța de tracțiune.

Foarte frecvent în tehnică, pentru a clarifica lucrurile se admite că:

- forța de reacție sau componenta de reacție a tracțiunii reprezintă forța de propulsie (împingere) a sistemului;
- forța de presiune sau componenta de presiune a tracțiunii constituie forța de tracțiune (tractare) a sistemului.

În cele ce urmează se va utiliza, în general, termenul de forță de tracțiune a unui sistem de propulsie.

2. Generarea forței de tracțiune

Foarte adesea se încearcă deducerea unei expresii generale pentru legea a doua a lui Newton, pentru sisteme cu masă variabilă, pe baza expresiei forței exterioare $\vec{F}_{ext}$,

$$\vec{F}_{ext} = \frac{d}{dt}\left(M \cdot \vec{V}\right), \tag{b.1}$$

luând M (masa) ca o masă variabilă. Acest mod de abordare constituie un caz particular al ecuației generale a legii a doua a lui Newton pentru sistemele în care masa nu este constantă.

Iată de ce, în continuare, pentru a înțelege mai bine esența forței de tracțiune se apelează la un model simplu cel al unui sistem cu masă variabilă.

În figura B.1 s-a reprezentat un sistem de masă M, la timpul t al cărui centru de masă se deplasează cu viteza $\vec{V}$, văzut dintr-un anumit sistem de referință.

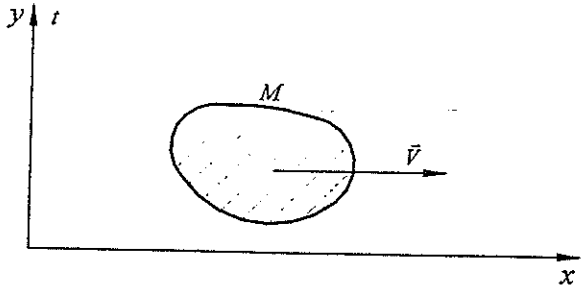


Fig. B.1

Asupra sistemului acționează o forță exterioară, $\vec{F}_{ext}$. După un timp Δt, configurația se schimbă ca în figura B.2.

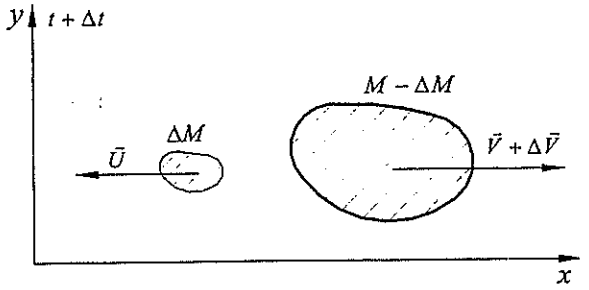


Fig. B.2

Sistemul ejectează o masă ΔM, al cărui centru de masă se deplasează cu viteza $\vec{U}$. Evident, masa sistemului s-a redus cu ΔM, devenind $M - \Delta M$ iar viteza centrului de masă al sistemului s-a schimbat în $\vec{V} + \Delta\vec{V}$.

Legea a doua a lui Newton, pentru un sistem de particule

$$\vec{F}_{ext} = \frac{d\vec{p}}{dt}, \tag{b.2}$$

unde $\vec{p}$ reprezintă impulsul total al sistemului, se poate scrie

$$\vec{F}_{ext} \approx \frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t} = \frac{\vec{p}_f - \vec{p}_i}{\Delta t}, \tag{b.3}$$

în care

- $\vec{p}_f$ este impulsul final al sistemului, adică

$$\vec{p}_f = \left(M - \Delta M\right)\cdot\left(\vec{V} + \Delta\vec{V}\right) + \Delta M \cdot \vec{U}, \tag{b.4}$$

- $\vec{p}_i$ reprezintă impulsul inițial,

$$p_i = M \cdot \vec{V}. \tag{b.5}$$

Înlocuind, se obține, în final

$$\vec{F}_{ext} \approx M \cdot \frac{\Delta \vec{V}}{\Delta t} + \left[\vec{U} - \left(\vec{V} + \Delta \vec{V}\right)\right] \cdot \frac{\Delta M}{\Delta t}. \qquad \text{(b.6)}$$

Dacă se trece la limită, când $\Delta t \to 0$, atunci

$$\frac{\Delta \vec{V}}{\Delta t} \to \frac{d\vec{V}}{dt}$$

$$\Delta \vec{V} \to 0$$

și

$$\frac{\Delta M}{dt} \to -\frac{dM}{dt}.$$

În aceste condiții, relația (b.6) devine

$$\vec{F}_{ext} = M \cdot \frac{d\vec{V}}{dt} + \vec{V} \cdot \frac{dM}{dt} - \vec{U} \cdot \frac{dM}{dt}$$

sau, grupând convenabil,

$$\vec{F}_{ext} = \frac{d}{dt}\left(M \cdot \vec{V}\right) - \vec{U} \cdot \frac{dM}{dt}, \qquad \text{(b.7)}$$

care reprezintă legea a doua a lui Newton pentru un corp a cărui masă este variabilă.

De obicei, mărimea $\vec{U} - \left(\vec{V} + \Delta \vec{V}\right)$, din relația (b.6), este chiar viteza relativă, $\vec{W}$, a masei ejectate față de corpul principal.

Ca atare, ecuația (b.6) se poate scrie

$$M \cdot \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F}_{ext} + \vec{W} \cdot \frac{dM}{dt}. \qquad \text{(b.8)}$$

Ultimul termen, din ecuața (b.8) reprezintă fizic viteza cu care este transferat impulsul către sistem, de către masa pe care sistemul a evacuat-o sau a colectat-o. El poate fi interpretat ca forță exercitată asupra sistemului

de către masa care îl părăsește (forță de tracțiune) sau, în cazul de față, forța de reacție $\vec{F}_{reactie}$.

Ca atare

$$M \cdot \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F}_{ext} + \vec{F}_{reactie} \qquad \text{(b.9)}$$

în care, forța de reacție,

$$\vec{F}_{reactie} = \vec{W} \cdot \frac{dM}{dt}, \qquad \text{(b.10)}$$

este forța exercitată asupra sistemului de către masa care îl părăsește.

Concret, din condiții de dinamică a sistemului forța de tracțiune, T este

$$\vec{T} = \vec{F}_{inertie} = \dot{M} \cdot \frac{d\vec{V}}{dt}. \qquad \text{(b.11)}$$

Prin urmare, relația (b.9) devine

$$\vec{T} = \vec{F}_{ext} + \vec{F}_{reactie} \qquad \text{(b.12)}$$

unde, foarte adesea, forța exterioară este rezultanta forțelor de presiune $\vec{F}_{presiune}$ asupra sistemului.

Deci, forța de tracțiune se poate exprima prin

$$\vec{T} = \vec{F}_{presiune} + \vec{F}_{reactie}, \qquad \text{(b.13)}$$

în care

$$\vec{F}_{reactie} = \vec{W} \cdot \dot{M}. \qquad \text{(b.14)}$$

Evident, primul termen al expresiei (b.13) reprezintă componenta statică (de presiune) a forței de tracțiune $\vec{T}_p$, iar cel de-al doilea termen constituie componenta dinamică (reactivă) a forței de tracțiune $\vec{T}_R$.

În final, tracțiunea devine

$$\vec{T} = \vec{T}_p + \vec{T}_R. \qquad \text{(b.15)}$$

Se face mențiunea că ponderile componentelor tracțiunii depind de:

- sistem;
- regimurile de zbor ale aeronavei;
- regimul de funcționare ale sistemului.

3. Subsistemele componente ale unui sistem de propulsie

Pentru realizarea forței de propulsie, orice sistem trebuie să aibă în componență trei subsisteme:

A. Fluidul de propulsie;

B. Sursa de energie;

C. Instalația de propulsie.

A. Fluidul de propulsie, reprezintă subsistemul asupra căruia acționează sistemul de propulsie în scopul modificării vitezei lui. De regulă, fluidul de propulsie poate fi aerul sau un amestec de aer și produse de ardere cunoscut ca gaze de ardere.

Din punct de vedere al proveniență fluidului de propulsie, sistemele se împart în două grupe:

a) Sisteme de propulsie care își procură fluidul de propulsie din mediul înconjurător, care se numesc sisteme de propulsie aeiene;

b) Sisteme de propulsie care își procură fluidul de propulsie de la bordul navei, care se numesc sisteme de propulsie cosmice.

B. Sursa de energie reprezintă subsistemul capabil de a produce energia necesară accelerării fluidului de propulsie. Acea parte din fluidul de propulsie care participă la obținerea energiei, în sursă, se numește fluid de lucru.

În prezent, se cunosc trei forme de energie:

a) Energia termică, se poate realiza prin:

- reacții chimice de ardere a combustibililor;
- reacții nucleare, de fuziune sau de fisiune;
- captarea energiei termice solare.

b) Energia electrică, se poate obține în două moduri:

- în câmpuri electrostatice;
- în câmpuri electromagnetice.

c) Energia electro-termică, ce reprezintă energia jetului de plasmă obținut pe cale termică și accelerat pe cale electrică.

Indiferent de energia folosită, din punct de vedere al transformării acesteia în lucru mecanic, sursele de energie se împart în două categorii după cum mișcarea produsă este o deplasare sau o rotație:

a. Surse de energie alternative (ex. mecanismul bielă-manivelă);

b. Surse de energie rotative (ex. turbina).

Toate sistemele de propulsie care au în componență o sursă de energie alternativă primesc în denumire grupul de litere "**moto**", iar cele care au în componență o sursă de energie rotativă primesc în denumire grupul de litere "**turbo**".

Indiferent dacă sistemele sunt moto sau turbo, fluidul de lucru suferă, în timpul traversării sursei, trei procese fundamentale fără de care nu se poate obține energie și lucru mecanic:

I. Comprimarea;

II. Arderea;

III. Destinderea.

I. Din punct de vedere al comprimării, sursele de energie se împart în:

a. Surse de energie cu comprimare mecanică;

b. Surse de energie cu comprimare dinamică.

a. Prin comprimare mecanică se realizează creșterea presiunii statice a fluidului de lucru prin intermediul unui consum de lucru mecanic.

Instalațiile care produc comprimarea se numesc compresoare și ele se împart, principial, în două categorii:

- Compresoare volumice;
- Compresoare cinetice.

Compresoarele volumice realizează comprimarea statică a fluidului prin reducerea spațiului în care se află acesta. Compresoarele volumice asigură grade mari de comprimare (ex.~100), precum și debite de aer pulsatorii și mici. Din aceste motive, compresoarele volumice sunt mai puțin folosite în prezent.

Compresoarele cinetice realizează comprimarea statică a fluidului de lucru ca urmare a trecerii forțate a acestuia prin tunele profilate corespunzător regimului de curgere astfel încât fluidul să fie frânat. Astfel, pentru $M<1$, tunelul trebuie să fie divergent iar pentru $M>1$, tunelul trebuie să fie convergent.

În funcție de direcția câmpului de forțe, compresoarele cinetice se împart în două categorii:

1. Radiale sau centrifugale;
2. Axiale sau aerodinamice.

Câmpurile de forțe sunt create cu ajutorul rețelelor de palete, care pot fi fixe sau mobile.

b. Comprimarea dinamică se realizează prin frânarea continuă sau discontinuă a fluidului de la o viteză, în general, supersonică, la o viteză subsonică. Acest lucru se realizează în tunele profilate corespunzător regimului de curgere care se numesc dispozitive de admisie.

Comprimarea este un proces obligatoriu pentru stabilitatea arderii.

II. Arderea se poate realiza în două moduri:

a. La volum constant, ($V=ct.$);

b. La presiune constantă, ($p=ct.$).

a. Arderea la volum constant este un proces nepermanent nestaționar (parametrii fluidului variază în timp) și totodată pulsatoriu (ciclic). Toate sursele de energie care realizează arderea la volum constant primesc, în denumire, grupul de litere "**pulso**".

b. Arderea la presiune constantă este un proces permanent, staționar, în care parametrii fluidului sunt constanți în timp. Toate sursele de energie care realizează arderea la presiune constantă primesc, în denumire, grupul de litere "**stato**".

III. Destinderea se poate realiza în rețele de palete de turbină sau în canale profilate (ajutaje). Ea nu constituie un motiv de clasificare a surselor.

C. Instalația de propulsie, reprezintă subsistemul pe care ia naștere forța de propulsie a sistemului.

Se cunosc, în prezent, două tipuri fundamentale de instalații de propulsie:

1. Elicea, care reprezintă o componentă auxiliară a sursei de energie. Ca urmare, forța de propulsie care ia naștere pe elice este rezultatul unei reacții indirecte a fluidului. De regulă, forța dezvoltată de elice reprezintă forța de tracțiune/propulsie după cum elicea este plasată în fața sau în spatele sursei de energie.

Toate sistemele de propulsie care au în componență, o elice primesc, în denumire, grupul de litere "**propulsor**".

2. Ajutajul de reacție, care reprezintă o parte componentă a sursei de energie. Din acest motiv, forța de reacție care ia naștere pe ajutaj este rezultatul unei acțiuni directe a fluidului de lucru asupra sistemului.

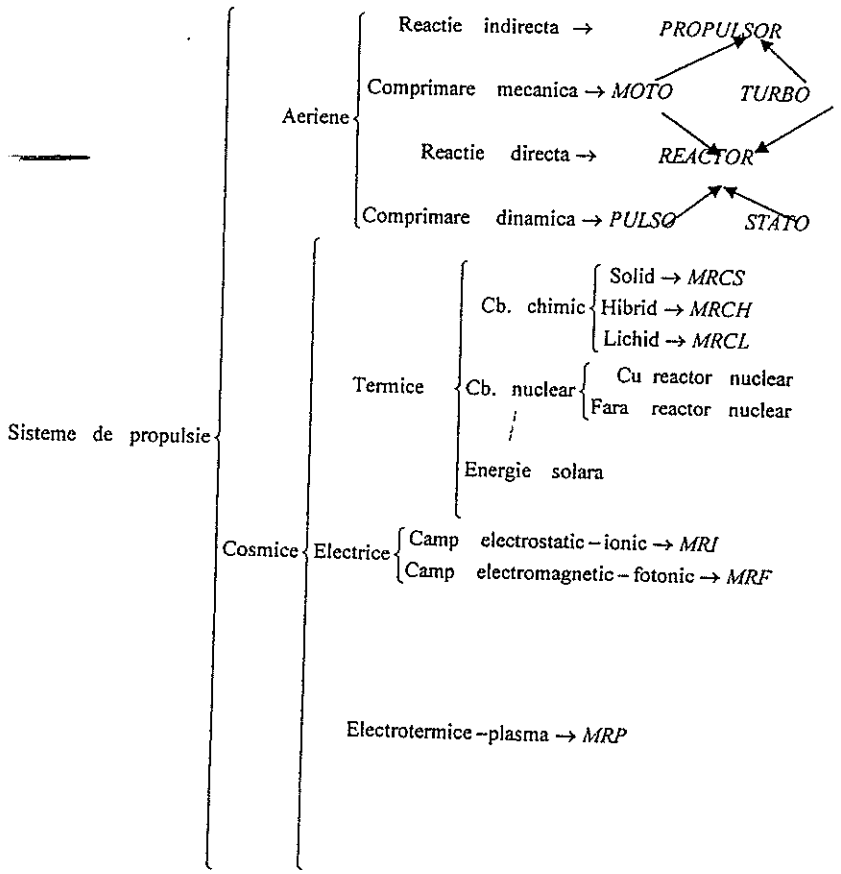
Toate sistemele de propulsie care au în componență un ajutaj, primesc, în denumire, grupul de litere "**reactor**".

Ajutajele pot fi de mai multe tipuri. Dintre acestea, cele mai importante, sunt ajutajele geometrice, masice și termice.

Sursa de energie împreună cu instalația de propulsie alcătuiesc instalația de forță a sistemului. Având în vedere toate aceste criterii de clasificare, se pot imagina circa 108.000 sisteme de propulsie.

4. Clasificarea sistemelor de propulsie

Schema generală de clasificare a sistemelor de propulsie este următoarea:



5. Prezentarea generală a sistemelor de propulsie

5.1. Motorul motopropulsor (MMP)

Acesta reprezintă un sistem de propulsie aerian cu comprimare mecanică ce are în componență un motor cu piston și una sau mai multe elici. Fluidul de propulsie este aerul.

Motorul motopropulsor este din punct de vedere istoric al doilea sistem care a apărut după motorul rachetă.

Acest tip de motor echipează avioane mici sau avioane speciale.

Puterile efective realizate sunt în intervalul P_{ef}=*(50–1000) kW.*

Consumul specific efectiv de combustibil este de aproximativ $c_{sp\ ef}$=*(0.2–0.3) kg/kWh.*

Din punct de vedere al consumului de combustibil este cel mai economic, iar din punct de vedere tehnologic reprezintă una dintre cele mai complexe soluții constructive.

Motorul motopropulsor este folosit în prezent și se va utiliza și în viitor.

5.2. Motorul turbopropulsor (MTP)

Acesta reprezintă un sistem de propulsie aerian ce are în componență cel puțin o turbină și o elice. Fluidul de propulsie este aerul. Din punct de vedere istoric, este al treilea sistem de propulsie care a apărut.

Puterea efectivă pe care o poate dezvolta este P_{ef}=*(1000–5000) kW.*

Nu este un mare consumator de combustibil, având un consum specific efectiv de $c_{sp\ ef}$=*(0.25–0.4) kg/kWh.*

Din punct de vedere tehnologic motorul turbopropulsor nu a atins un nivel maxim și, ca atare, se poate încă perfecționa. Marile perspective ale sistemului sunt legate de înlocuirea elicei subsonice cu una supersonică.

5.3. Motorul motoreactor (MMR)

Acesta reprezintă un sistem de propulsie aerian, ce are în componență un motor cu piston ale cărui gaze de eșapament sunt evacuate prin ajutaje de reacție (ex. ajutaj convergent-divergent Laval).

Acest tip de motor a rămas în fază de studiu teoretic.

5.4. Motorul turboreactor (MTR)

Motorul turboreactor face parte din categoria sistemelor de propulsie aeroreactoare care au ca fluid de lucru aerul. Sursa de energie este reprezentată de 1÷3 grupuri turbocompresor, iar instalația de propulsie este un ajutaj de reacție. Forța de propulsie a sistemului va fi o însumare de forțe ce se obțin atât prin reacție directă cât și prin reacția indirectă a fluidului asupra organelor componente.

Din punct de vedere al numărului de fluxuri de fluid de propulsie, motorul turboreactor cuprinde două familii:

–Motorul turboreactor simplu flux, (MTR SF);

–Motorul turboreactor dublu flux, (MTR DF).

MTR SF se caracterizează prin faptul că, fluidul de propulsie al sistemului participă integral la realizarea energiei din sursa de energie a motorului. Fluidul de propulsie este identic cu fluidul de lucru al sistemului.

MTR DF se caracterizează prin faptul că fluidul de propulsie al sistemului este cu mult mai mare, cantitativ, decât fluidul de lucru al sistemului. O parte din fluidul de propulsie înconjoară sursa de energie, participând la realizarea unei componente pure a forței de reacție.

Acest tip de motor este cel mai întâlnit în prezent. Motorul poate avea fluxurile separate sau amestecate. MTR DF cu fluxuri separate se folosește în aviația civilă, având o forță de tracțiune de până la *700.000 N*. Consumul de combustibil înregistrat este de circa *(0.03–0.08) kg/Nh*. MTR DF cu fluxuri amestecate se folosește, cu precădere, în aviația militară, pentru avioanele ce realizează zboruri la viteze de circa $M \approx (0.8–2.3)$.

Perspectiva de modernizare a MTR DF este legată de mărirea diametrului secțiunii de admisie.

Există trei generații de MTR DF cu fluxuri separate: 1958, 1964 (RB 211, CF 56, Pratt & Whitney JT9D) și 1985 (RB 535, CFM 56, JT 10D).

5.5. Motorul pulsoreactor (MPR)

Este un sistem de propulsie care are ca fluid de propulsie aerul, iar ca instalație de propulsie un ajutaj de reacție. Procesul de ardere realizat în motor este nestaționar, deci pulsatoriu. Forța de reacție pe care o poate dezvolta motorul pulsoreactor variază de la câteva zeci de N până la *(5000–6000) N*. Este folosit pentru motorizarea aeromodelelor, avioanelor țintă, etc.

5.6. Motorul statoreactor (MSR)

Reprezintă un sistem de propulsie cu comprimare dinamică a fluidului de lucru care are ca fluid de propulsie aerul, iar ca instalație de propulsie un ajutaj de reacție. Procesul de ardere realizat în motor este staționar. Forța de reacție pe care o poate dezvolta motorul statoreactor variază în intervalul *(100000–300000) N*. Consumul specific de combustibil este de aproximativ c_{sp}*=(0.2–0.3) kg/Nh*. Motorul statoreactor este folosit pentru motorizarea aeronavelor ce evoluează în regim supersonic (ex. SR 71 Blackbird).

C. SCURT ISTORIC AL PROPULSIEI AERIENE

Nu se poate aborda teoria sistemelor de propulsie aeriene fără a nu puncta principalele momente în dezvoltarea acestora şi, în acelaşi timp, fără a-i reaminti pe cei care au adus o contribuţie majoră în elaborarea şi fundamentarea teoriilor şi soluţiilor actuale.

1. Începuturile motoarelor aeroreactoare, 1860–1910

Principalele momente ale acestei perioade sunt următoarele:

–1863, Jean **Delouvrier** (Franţa) depune un brevet de aparat echipat cu un motor cu reacţie denumit "aeronavă";

–1868, Matthew **Boulton** (Anglia) propune un brevet de propulsor cu reacţie directă folosind gazele de ardere;

–1887, **Melikov** (Rusia) propune un brevet de elicopter având palele antrenate de un motor cu turbină cu gaze;

–1908, René **Lorin** (Franţa) realizează schema primului motor motoreactor ale cărui gaze de ardere erau îndreptate către un ajutaj reactiv în scopul creării unei forţe de tracţiune;

–1910, Henri **Coandă** (România) realizează primul avion cu motor cu reacţie. În data de 10 decembrie 1910 are loc la Paris primul zbor al unei aeronave propulsate de un motor cu reacţie. Motorul combinat avea în componenţă un motor cu piston, CLERGET de 50 CP, care antrena o maşină cu palete radială. Aceasta furniza aer comprimat unei camere de ardere inelară în care era injectat combustibil lichid. În camera de ardere avea loc aprinderea şi arderea amestecului proaspăt, gazele de ardere, dirijate în sens invers direcţiei de zbor, erau accelerate în conducta de evacuare. Astfel, se obţinea o forţa de tracţiune de $F=2200\ N$ suficientă pentru decolarea unui avion de *700 kg*;

–1910, René **Leduc** (Franţa) prezintă principiul motorului statoreactor;

–1910, Luigi **Stipa** (Italia) propune proiectul primului motor pulsoreactor.

2. Primele proiecte de motoare cu reacţie 1910-1940

Primele proiecte de motoare cu reacţie se dezvoltă în cadrul şcolilor britanică şi germană de profil. Astfel, şcoala engleză se remarcă în 1926 când dr. A. A. **Griffith** propune prima teorie a turbinei cu gaze, realizează primul proiect de motor turbopropulsor cu compresor axial şi primul compresor axial (1936) pe care îl pune în funcţiune, în 1940, la Societatea Metro-Vickers. Totodată în 1929 **Sir Franck Whittle** propune utilizarea turbinei cu gaze. El realizează primul brevet de motor turboreactor, W-1, în 1930. Motorul, ce dispunea de un compresor centrifugal, a fost încercat la bancul de probă în 1937. În 1942 pe baza lui se dezvoltă o întreagă familie de motoare "NENE".

Contribuţiile şcolii germane sunt reprezentate de **Von Ohain** care propune, în 1936, utilizarea turbinei cu gaze. Acesta realizează primul motor turboreactor cu compresor centrifugal şi turbină centripetă în 1936, He S-1, capabil să realizeze o forţă de reacţie de *F=1250 N.*

În Suedia, **Lysholm** construieşte prima turbină cu gaze, în 1933, care apoi va fi pusă în funcţie în anul 1935.

În Franţa, **François Guillaume** enunţă, pentru prima oară, principiul de funcţionare al turbinei cu gaze.

În 1937, **Sensaud de Lavaud** realizează primul motor turboreactor de

100 daN. **Jean Mély** realizează prima încercare a unei turbine de gaze cu o putere de *500 C.P.*

În 1938, **Leduc** propune un brevet pentru o turbină de gaze şi, de asemenea, o schemă foarte apropiată de varianta actuală a motorului statoreactor. Primul zbor al acestui tip de motor va avea loc în 1949.

În Italia, **Secundo Campine** brevetează în 1932 un motopropulsor cu două compresoare centrifugale antrenate de un motor cu piston.

3. Primele avioane cu motoare cu reacţie, 1940-1950

În Anglia este realizat avionul Gloster E. 28/29, echipat cu un motor **Whittle** având o forţă de reacţie de *7700 N.* Primul zbor al acestuia are loc în data de 15 mai 1941, iar în iulie 1944, avionul va intra în serviciu.

În Germania este realizat avionul Heinkel He 178, al cărui prim zbor are loc în august 1939.

În Franţa este realizat în 1948 primul motor turboreactor ATAR 101 fabricat de SNECMA, iar în 1950, primul motor turbopropulsor TB 1000. Totodată, se pun bazele firmei Turbomeca (1938) cea care va produce motoare cu reacţie de dimensiuni mici. În cadrul firmei este realizat primul compresor cu reţea de palete reglabile. Primul motor cu turbină de gaze fabricat de Turbomeca realiza o putere de *200 kW.*

4. Începuturile producţiei avioanelor militare echipate cu motoare turboreactoare

În Anglia, avionul Gloster Meteor zboară pentru prima oară în 1943 şi intră în serviciul operativ în 1944.

În Germania, avionul bimotor reactiv Messerschmitt Me 262 zboară pentru prima oară în 1941 şi intră în serviciu în 1944. Me 262 era echipat cu motoare turboreactoare Junkers-Jumo de *8500 N* fiecare.

5. Primele avioane de transport civil echipate cu motoare cu reacţie

În Anglia este realizat, în 1948, primul zbor al avionului Vickers Viscount 630 echipat cu motoare turbopropulsoare Rolls-Royce, Trent.

Primul avion cu motor turboreactor este de Havilland Comet I. Acesta zboară, pentru prima oară, în 1949 şi intră în serviciu în 1952. Este scos, în acelaşi an din serviciu datorită problemelor cauzate de fisurarea fuselajului. În 1958 se reiau zborurile cu Comet IV.

În Franţa, în 1955, avionul Caravelle zboară pentru prima oară. El va intra în serviciu în 1959. Avionul era echipat cu motoare Rolls-Royce, Avon.

În S.U.A., aparatul Boeing 707, primul avion de transport civil echipat cu motoare cu reacție, realizează primul zbor în 1954 și apoi intră în serviciu 4 ani mai târziu în 1958.

În U.R.S.S., avionul Tupolev 104 efectuează primul zbor în 1955 și intră în serviciu în 1956. Aparatul era echipat cu motoare turboreactoare.

În 1958 este prezentat la Paris primul motor turboreactor dublu flux, fabricat de Rolls-Royce, Conway.

Capitolul 1.PERFORMANȚELE SISTEMELOR DE PROPULSIE

1.1. Generalități

Studiul sistemelor de propulsie are în vedere, în primul rând, stabilirea performanțelor sale în orice condiții de zbor sau de funcționare.

În al doilea rând, se pune accentul pe determinarea acelor parametrii care optimizează performanțele sale și care pot constitui criterii efective de optimizare.

În general, sistemele de propulsie aeroreactoare au ca performanțe fundamentale forță de tracțiune și consumul specific de combustibil, iar sistemele de propulsie aeropropulsoare se caracterizează prin putere efectivă și consum specific efectiv de combustibil.

De menționat că, o mare importanță, în aprecierea calităților unei viteze de viteze de propulsie, o au randamentele sale și, în special, dintre acestea, randamentul de propulsie.

Nu sunt de neglijat nici randamentele componentelor unui sistem, între care randamentul compresorului joacă un rol esențial în definirea economicității lui.

Pentru o bună comparație între performanțele diferitelor sisteme se definesc, pe lângă performanțele obținute, performanțele specifice.

În cele ce urmează, se vor trata, pe rând, toate aceste performanțe.

1.2. Forța de tracțiune

Performanța fundamentală a unui sistem de propulsie aeroreactor este forța de tracțiune.

Practic, sistemul produce energie care se transferă fluidului de propulsie prin intermediul unei forţe de acţiune $\bar{F}_a$. Fluidul va reacţiona cu o forţă egală şi de sens opus, denumită forţă de reacţiune $\bar{F}_r$.

Forţa de reacţiune este utilizată pentru deplasarea sistemului şi învingerea unor rezistenţe aerodinamice $\bar{R}_x$, şi mecanice, $\bar{R}_{xm}$.

La rândul ei, rezistenţa aerodinamică poate fi cauzată de:

- formă, $\bar{R}_{xf}$;
- frecare, $\bar{R}_{x_f}$;
- curgerea indusă, $\bar{R}_{xi}$;
- undă, $\bar{R}_{xu}$.

Ca urmare,

$$\bar{R}_x = \bar{R}_{xf} + \bar{R}_{x_f} + \bar{R}_{xi} + \bar{R}_{xu}$$

sau, în general,

$$\bar{R}_x = \sum_{i=1}^{5} R_{xi}.$$

Acea componentă a forţei de reacţiune folosită pentru deplasarea sistemului este denumită forţă de tracţiune $\bar{T}$, sau forţă de propulsie $\bar{F}_p$, în funcţie de locul unde îşi exercită acţiunea asupra sistemului.

Prin urmare, tracţiunea se poate exprima prin relaţia globală

$$\bar{T} = \bar{F}_r - \bar{R}_x.$$

Calculul forţei de tracţiune se poate face pe baza unor modele care, însă, au toate la bază teorema impulsului aplicată masei de fluid care travesează sistemul.

În continuare, se vor dezvolta câteva dintre aceste modele. De remarcat că, deşi formulele forţei de tracţiune depind de volumul de

control considerat pentru aplicarea teoremei impulsului, totuşi mărimea acesteia este neschimbată.

Alegerea unei sau alteia dintre formulele forţei de tracţiune se face în conformitate cu regimul de zbor al aeronavei precum şi cu posibilitatea determinării tuturor mărimilor geometrice, cinematice şi termodinamice.

1.3. Studiul acţiunii fluidelor asupra sistemelor materiale

Propulsia oricărei nave, în atmosferă sau în cosmos, se realizează prin intermediul forţei de tracţiune dezvoltată de sistemul propriu de propulsie. Pentru a obţine o forţă de tracţiune este necesar să se adapteze legea a doua a lui Newton, pentru fluidele în mişcare.

De fapt, această lege fizică este exprimarea matematică a principiului impulsului conform căruia variaţia în timp a impulsului unui sistem este egală cu forţa netă exercitată asupra lui, adică

$$\frac{d}{dt}\left(m \cdot \bar{V}\right) = \bar{F}, \tag{1.1}$$

în care $\bar{F}$ reprezintă rezultanta forţei care acţionează asupra sistemului.

În cazul de faţă, al fluidelor în mişcare, corpul este reprezentat de un volum de control fix V, iar forţele care acţionează asupra lui pot fi forţe de corp sau forţe de suprafaţă.

Forţele de corp, care acţionează asupra fluidului din volumul V, sunt generate de câmpurile ce există în spaţiu, câmp gravitaţional, câmp electromagnetic, etc.

Fie $\bar{f}$, forţa de corp pe unitate de masă de fluid. Admiţind un fluid elementar dV, forţa de corp pe acesta va fi $(\rho \cdot dV) \cdot \bar{f}$, iar pe întreg volumul de control $\int \rho \cdot \bar{f} \cdot dV$.

Forţele de suprafaţă acţionează asupra suprafeţei care delimitează volumul de control, fiind produse de două surse, presiuni de suprafaţă, p şi eforturi de forfecare la suprafaţă, τ.

Considerând un element de suprafaţă $d\vec{S} = \vec{n} \cdot dS$ şi doi vectori unitari, $\vec{n}$ perpendicular pe dS, şi $\vec{m}$, paralel cu dS, atunci forţa totală de suprafaţă care acţionează pe dS este

$$\int_S p \cdot \vec{n} \cdot dS + \int_S \tau \cdot \vec{m} \cdot dS .$$

Semnul minus din faţa forţei de presiune semnifică faptul că presiunea acţionează spre interior, în sens opus vectorului $\vec{S}$, spre exteriorul suprafeţei.

Ca atare, forţa totală care acţionează asupra volumului de control fix este

$$\vec{F} = \int_V \rho \cdot \vec{f} \cdot dV - \int_S p \cdot \vec{n} \cdot dS + \int_s \tau \cdot \vec{m} \cdot dS . \qquad (1.2)$$

În ceea ce priveşte termenul din stânga al relaţiei (1.1) el poate fi scris ca

$$\frac{d}{dt}\left(m \cdot \vec{V}\right) = A_1 + A_2 , \qquad (1.3)$$

în care A_1 reprezintă variaţia impulsului fluidului care traversează suprafaţa S, adică

$$A_1 = \int_S \vec{V} \cdot \left(\rho \cdot \vec{V} \cdot d\vec{S}\right), \qquad (1.4)$$

iar A_2 este fluctuaţia impulsului fluidului datorită efectelor nestaţionare şi tranzitorii, din volumul de control

$$A_2 = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \cdot \vec{V} \cdot dV$$

sau

$$A_2 = \int_V \frac{\partial\left(\rho \cdot \vec{V}\right)}{\partial t} \cdot dV . \qquad (1.5)$$

Ca urmare,

$$\frac{d}{dt}\left(m \cdot \vec{V}\right) = \int_S \left(\rho \cdot \vec{V} \cdot d\vec{S}\right) \cdot \vec{V} + \int_V \frac{\partial\left(\rho \cdot \vec{V}\right)}{\partial t} \cdot dV . \qquad (1.6)$$

Înlocuind relaţiile (1.2) şi (1.6) în (1.1) rezultă ecuaţia impulsului

$$\begin{aligned} &\int_S \left(\rho \cdot \vec{V} \cdot d\vec{S}\right) \cdot \vec{V} + \int_V \frac{\partial\left(\rho \cdot \vec{V}\right)}{\partial t} \cdot dV = \\ &= \int_V \rho \cdot \vec{f} \cdot d\vartheta - \int_S p \cdot d\vec{S} + \int_S \tau \cdot d\vec{S} \end{aligned} \qquad (1.7)$$

care reprezintă forma integrală a legii a doua a lui Newton aplicată curgerii fluidelor vâscoase.

Dacă se iau în calcul şi eforturile vâscoase normale, ecuaţia (1.7) se poate exprima prin

$$\int_S \left(\rho \cdot \vec{V} \cdot d\vec{S}\right) \cdot \vec{V} + \int_V \frac{\partial\left(\rho \cdot \vec{V}\right)}{\partial t} dV = \int_V \rho \cdot \vec{f} \cdot dV - \int_S p \cdot d\vec{S} + \vec{F_v} , \qquad (1.8)$$

în care $\vec{F_v}$ este forţa care include efectele frecării.

Neglijând efectele frecării, ecuaţia impulsului devine

$$\begin{aligned} &\int_S \left(\rho \cdot \vec{V} \cdot d\vec{S}\right) \cdot \vec{V} + \int_V \frac{\partial\left(\rho \cdot \vec{V}\right)}{\partial t} \cdot dV = \\ &= \int_V \rho \cdot \vec{f} \cdot dV - \int_S p \cdot d\vec{S} \end{aligned} \qquad (1.9)$$

sau, ţinând seama că

$$\int_S \Phi \cdot d\vec{S} = \int_V (\nabla \cdot \Phi) \cdot dV ,$$

atunci (1.9) se poate scrie

$$\int_V \frac{\partial(\rho\cdot\vec{V})}{\partial t}dV + \int_V \nabla\cdot(\rho\cdot\vec{V}\cdot\vec{V})\cdot dV = \\ = \int_V p\cdot\vec{f}\cdot dV - \int_V \nabla\cdot p\cdot dV. \qquad (1.10)$$

Deoarece, volumul de control este fix şi $\rho\cdot dV = dm$ atunci

$$\int_V \frac{\partial(\rho\cdot\vec{V})}{\partial t}dV = \frac{\partial}{\partial t}\left[\int_V \rho\cdot\vec{V}\cdot dV\right] = \frac{\partial}{\partial t}\left[\int_V dm\cdot\vec{V}\right]. \qquad (1.11)$$

Pe de altă parte,

$$\int_V \nabla\cdot(\rho\cdot\vec{V}\cdot\vec{V})\cdot dV = \int_S \vec{n}\cdot(p\cdot\vec{V}\cdot\vec{V})\cdot dS, \qquad (1.12)$$

iar

$$\vec{n}\cdot(\rho\cdot\vec{V}\cdot\vec{V})\cdot dS = (\rho\cdot dS\cdot\vec{n}\cdot\vec{V})\cdot\vec{V} = (\rho\cdot dS\cdot V\cdot\cos\alpha)\cdot\vec{V},$$

unde α este unghiul dintre $\vec{V}$ şi $\vec{n}$.

Evident, produsul

$$p\cdot dS\cdot\vec{n}\cdot\vec{V} = \rho\cdot dS\cdot V\cdot\cos\alpha = d\dot{m}, \qquad (1.13)$$

reprezintă debitul masic elementar pe secundă. Acesta va fi pozitiv, în secţiunile în care fluidul părăseşte volumul V, şi negativ în secţiunile în care fluidul intră în volumul de control.

Dacă, prin convenţie, se notează cu indicele *1* mărimile care se referă la secţiunea prin care fluidul pătrunde în V şi cu indicele *2* pe cele care caracterizează secţiunea prin care fluidul părăseşte volumul, atunci

$$\int \nabla\cdot(\rho\cdot\vec{V}\cdot\vec{V})\cdot dV = \int_{S_2} d\dot{m}_2\cdot\vec{V}_2 - \int_{S_1} d\dot{m}_1\cdot\vec{V}_1. \qquad (1.14)$$

Înlocuind în expresia (1.10) se obţine o formă generală a teoremei impulsului

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\int_V dm\cdot\vec{V}\right] + \int_{S_2} d\dot{m}_2\cdot\vec{V}_2 - \int_{S_1} d\dot{m}_1\cdot\vec{V}_1 = \\ = \int_S -\vec{n}\cdot p\cdot dS + \int_V \rho\cdot\vec{f}\cdot dV. \qquad (1.15)$$

Considerând o curgere staţionară a fluidului şi neglijând efectele forţelor exterioare, relaţia (1.15) devine

$$\int_{S_2} d\dot{m}_2\cdot\vec{V}_2 - \int_{S_1} d\dot{m}_1\cdot\vec{V}_1 = \int_S -\vec{n}\cdot p\cdot dS. \qquad (1.16)$$

Teorema impulsului, sub forma (1.16), este utilizată pentru a determina forţele exercitate asupra pereţilor solizi ai canalului de curgere dacă sunt cunoscute condiţiile la intrare şi ieşire.

Pentru aceste aplicaţii se presupune că suprafaţa de control, S, constă din:

-S_1, suprafaţa prin care fluidul intră;

-S_2, suprafaţa prin care fluidul părăseşte volumul;

-S_c, suprafaţa pereţilor interiori şi exteriori sau suprafaţa în contact cu fluidul.

Ca atare, se poate scrie

$$\int_S -\vec{n}\cdot p\cdot dS = \int_{S_1} -\overline{n_1}\cdot p_1\cdot dS_1 + \int_{S_2} -\overline{n_2}\cdot p_2\cdot dS_2 + \\ + \int_{S_c} -\overline{n_c}\cdot p_c\cdot dS_c. \qquad (1.17)$$

În figura nr. 1.1 este reprezentată schema geometrică a curgerii.

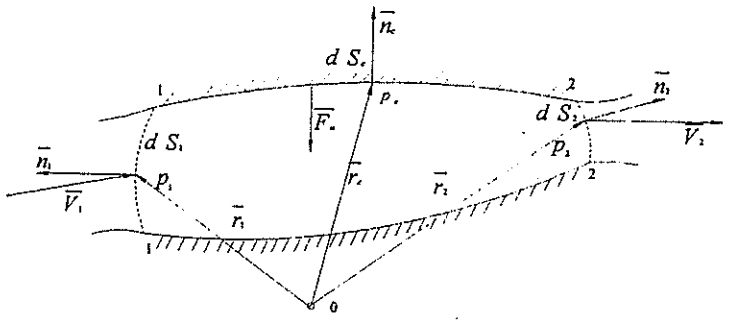


Fig. 1.1

Fie $\bar{F}_a$ forța care este exercitată, asupra fluidului, de suprafața S_c, între secțiunile *1-1* și *2-2*, adică

$$\bar{F}_a = \int_{S_c} -\bar{n}_c \cdot p_c \cdot dS_c = \bar{F}_{canal \to fluid} . \tag{1.18}$$

Din relațiile (1.16), (1.17) și (1.18) rezultă

$$\begin{aligned} \bar{F}_{fluid \to canal} = & \int_{S_2} d\dot{m}_2 \cdot \bar{V}_2 - \int_{S_1} d\dot{m}_1 \cdot \bar{V}_1 + \\ & + \int_{S_2} -\bar{n}_2 \cdot p_2 \cdot dS_2 + \int_{S_1} -\bar{n}_1 \cdot p_1 \cdot dS_1 . \end{aligned} \tag{1.19}$$

Admițând distribuții uniforme ale vitezelor și presiunilor în cele două secțiuni fundamentale ale canalului atunci, în principiu,

$$\int_S d\dot{m} \cdot \bar{V} = \bar{V} \cdot \dot{M}$$

și

$$\int_S \bar{n} \cdot p \cdot dS = p \cdot \bar{S} .$$

Ca atare,

$$\bar{F}_{canal \to fluid} = \dot{M}_2 \cdot \bar{V}_2 - \dot{M}_1 \cdot \bar{V}_1 + p_2 \cdot \bar{S}_2 - p_1 \cdot \bar{S}_1 \tag{1.20}$$

sau

$$\bar{F}_{canal \to fluid} = \left(\dot{M} \cdot \bar{V} + p \cdot \bar{S} \right)_2 - \left(\dot{M} \cdot \bar{V} + p \cdot \bar{S} \right)_1 \tag{1.21}$$

în care, s-a pus în evidență expresia funcției tracțiunii

$$\bar{F}_t = \dot{M} \cdot \bar{V} + p \cdot \bar{S} . \tag{1.22}$$

Prin urmare, forța cu care acționează sistemul, în interior, asupra fluidului care-l traversează, este, $\bar{F}_a = \bar{F}_{a_{int}}$, adică

$$\bar{F}_{a_{int}} = \bar{F}_{t_2} - \bar{F}_{t_1} . \tag{1.23}$$

Conform principiului acțiunii și reacțiunii, fluidul va reacționa asupra sistemului cu o forță egală, în modul, și de sens opus forței de acțiune interioară, care, pentru moment, se va numi tracțiune interioară T_{int}. Aceasta este dirijată în sens invers sensului de curgere al fluidului fiind, în general, forța responsabilă de propulsia unei nave.

Similar forței interioare de curgere se poate evalua și o forță exterioară, ce acționează pe pereții canalului de lucru,

$$\bar{T}_{ext} = \int_{S_{ext}} p_{2ext} \cdot d\bar{S}_{2ext} - \int_{S_{ext}} p_{1ext} \cdot d\bar{S}_{1ext} \tag{1.24}$$

în care,

$$p_{2ext} = p_{1ext} = p_H ,$$

p_H reprezentând presiunea mediului ambiant, considerată constantă în exteriorul sistemului.

Ținând seama că S_{max} este arie maximă a canalului de lucru, atunci

$$\bar{T}_{ext} = p_H \cdot \left(\bar{S}_{max} - \bar{S}_2 \right) - p_H \cdot \left(\bar{S}_{max} - \bar{S}_1 \right)$$

sau

$$\bar{T}_{ext} = p_H \cdot \left(\bar{S}_1 - \bar{S}_2 \right) . \tag{1.25}$$

Însumând cele două componente ale tracțiunii se obține tracțiunea totală $\overline{T}$,

$$\overline{T} = \overline{T_{int}} + \overline{T_{ext}}. \tag{1.26}$$

În valoare absolută, tracțiunea totală se poate scrie

$$\left|\overline{T}\right| = \left|\left(\dot{M}\cdot\overline{V} + p\cdot\overline{S}\right)_2 - \left(\dot{M}\cdot\overline{V} + p\cdot\overline{S}\right)_1 - p_H\cdot\left(\overline{S_2} - \overline{S_1}\right)\right|$$

sau

$$\left|\overline{T}\right| = \left|\left[\dot{M}\cdot\overline{V} + \overline{S}\cdot\left(p - p_H\right)\right]_2 - \left[\dot{M}\cdot\overline{V} + \overline{S}\cdot\left(p - p_H\right)\right]_1\right| \tag{1.27}$$

unde, s-a pus în evidență funcția forței curentului $\overline{F_{fc}}$,

$$\overline{F_{fc}} = \dot{M}\cdot\overline{V} + \overline{S}\cdot\left(p - p_H\right). \tag{1.28}$$

Prin urmare, tracțiunea în valoare absolută devine

$$\left|\overline{T}\right| = \left|F_{fc2} - F_{fc1}\right| \tag{1.29}$$

sau

$$\left|\overline{T}\right| = \left|\dot{M}_2\cdot V_2 - \dot{M}_1\cdot V_1 + S_2\cdot\left(p_2 - p_H\right) - S_1\cdot\left(p_1 - p_H\right)\right| \tag{1.30}$$

respectiv

$$\left|\overline{T}\right| = \left|F_{t_2} - F_{t_2} - p_H\cdot\left(S_2 - S_1\right)\right|. \tag{1.31}$$

1.4. Modele fizice ale forței de tracțiune

1.4.1. Concepte fundamentale

În paragraful precedent s-au prezentat și sintetizat câteva expresii ale forței de acțiune a unui sistem asupra fluidului care-l traversează. În esență, această forță este dată de expresia (1.18)

$$\overline{F_a} = \int_{S_c} -\vec{n}_c\cdot p_c\cdot dS_c \tag{1.32}$$

sau, ținând seama că

$$\overline{n_c}\cdot dS_c = d\overline{S}_c,$$

$$\overline{F_a} = \int_{S_c} -p_c\cdot d\overline{S}_c \tag{1.33}$$

care, din punct de vedere fizic, exprimă rezultanta presiunilor exercitate de suprafața solidă a canalului asupra fluidului, în cazul în care acesta este perfect.

Pe baza teoremei impulsului s-a obținut o expresie de forma

$$\overline{F}_a = \overline{F}_{fc2} - \overline{F}_{fc1}, \tag{1.34}$$

în care $\overline{F}_{fc}$ este funcția forței curentului

$$\overline{F}_{fc} = \dot{M}\cdot\overline{V} + \overline{S}\cdot\left(p - p_H\right). \tag{1.35}$$

Relația (1.34) permite un studiu, pe baze fizice, al forței de acțiune $\overline{F}_a$.

Totodată, definind funcția tracțiunii, $\overline{F}_t$, prin

$$\overline{F}_t = \dot{M}\cdot\overline{V} + p\cdot\overline{S}, \tag{1.36}$$

atunci

$$\overline{F}_{f_c} = \overline{F}_t - \overline{S}\cdot p_H. \tag{1.37}$$

1.4.1.1. Conceptul de forță de reacțiune

Forța cu care reacționează fluidul la acțiunea sistemului se numește forță de reacțiune, $\overline{F}$. Fiind o forță de reacțiune, $\overline{F}$ are rolul unei forțe de inerție, $\overline{F}_i$ care tinde să păstreze starea inițială de mișcare a fluidului.

Astfel, dacă fluidul este accelerat, forța de inerție se opune accelerării acționând în sens invers sensului de curgere al fluidului, ca în figura nr. 1.2.

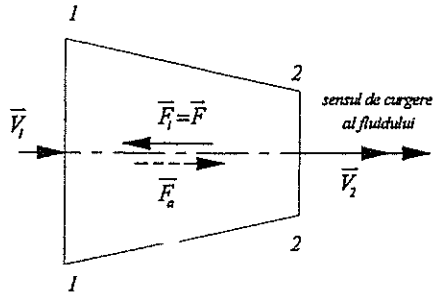


Fig. 1.2

Dacă, din contră, fluidul este frânat, forța de inerție se opune frânării acționând în sensul curgerii fluidului, figura nr. 1.3.

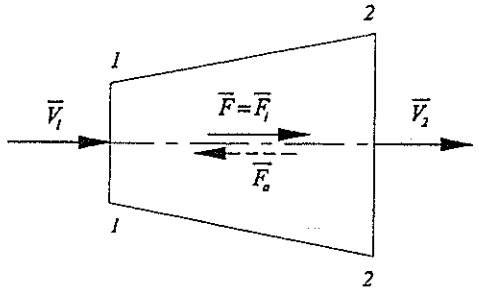


Fig. 1.3

Prin urmare,

$$\overline{F}=\overline{F}_i=\overline{F}_r \qquad (1.38)$$

în care $\overline{F}_r$ reprezintă forța de reacțiune a fluidului asupra sistemului, iar

$$\left|\overline{F}_a\right|=\left|\overline{F}_r\right| \qquad (1.39)$$

așa cum reiese din cele două reprezentări forțele $\overline{F}_a$ și $\overline{F}_r$ având sensuri diferite.

1.4.1.2. Conceptul de forță reactivă

Se denumește, în continuare, o forță al cărei sens coincide cu sensul de curgere al fluidului, forța activă, și se va nota cu $\overline{A}$, figura nr. 1.4.

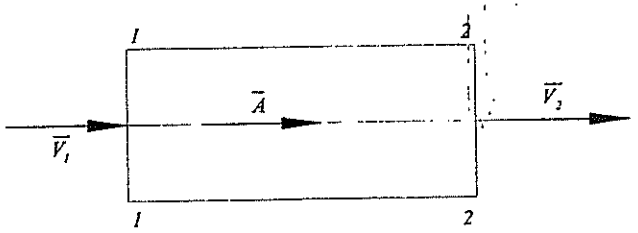


Fig. 1.4

Se denumește o forță, al cărui sens este invers sensului de curgere al fluidului, forța de tracțiune sau reactivă, și se va nota cu $\overline{T}$, ca în figura nr. 1.5.

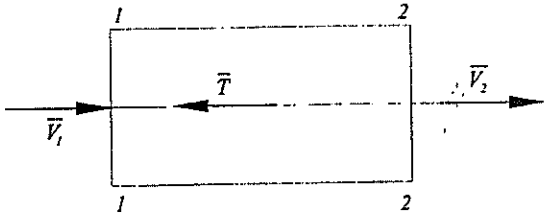


Fig. 1.5

1.4.1.3. Conceptele de static şi dinamic

Aşa cum reiese din expresiile celor două funcţii introduse anterior, funcţia forţei curentului $\overline{F_{f_c}}$ şi funcţia tracţiunii $\overline{F_t}$, oricare funcţie este alcătuită din două componente, una dinamică $\overline{f_d}$ şi cealaltă statică $\overline{f_s}$ adică

$$\overline{f} = \overline{f_d} + \overline{f_s}. \tag{1.40}$$

În general, componenta dinamică a funcţiei are forma

$$\overline{f_a} = \dot{M} \cdot \overline{V} \tag{1.41}$$

iar cea statică se poate scrie

$$\overline{f_s} = \overline{S} \cdot (p - p_H). \tag{1.42}$$

1.4.1.4. Conceptele de componentă dinamică şi componentă statică

În baza relaţiilor (1.34), (1.35), se poate scrie, dezvoltat, expresia forţei de reacţiune

$$\overline{F} = \dot{M}_2 \cdot \overline{V}_2 - \dot{M}_1 \cdot \overline{V}_1 + \overline{S}_2 \cdot (p_2 - p_H) - \overline{S}_1 \cdot (p_1 - p_H) \tag{1.43}$$

sau, conform relaţiei (1.36),

$$\overline{F} = \left(\dot{M}_2 \cdot \overline{V}_2 + \overline{S}_2 \cdot p_2\right) - \left(\dot{M}_1 \cdot \overline{V}_1 + p_1 \cdot \overline{S}_1\right) + p_H \cdot \left(\overline{S}_1 - \overline{S}_2\right), \tag{1.44}$$

adică

$$\overline{F} = \overline{F}_{t_2} - \overline{F}_{t_1} + p_H \cdot \left(\overline{S}_1 - \overline{S}_2\right). \tag{1.45}$$

Se pun, astfel, în evidenţă, cele două componente, dinamică şi statică ale forţei de reacţiune

$$\overline{F} = \overline{F}_d + \overline{F}_s \tag{1.46}$$

în care

$$\overline{F}_d = \dot{M}_2 \cdot \overline{V}_2 - \dot{M}_1 \cdot \overline{V}_1 \tag{1.47}$$

şi

$$\overline{F}_S = \overline{S}_2 \cdot p_2 - \overline{S}_1 \cdot p_1 + p_H \cdot \left(\overline{S}_1 - \overline{S}_2\right). \tag{1.48}$$

1.4.1.5. Conceptul de forţă de reacţie

Componenta dinamică este rezultatul variaţiei impulsului fluidului în timp, între secţiunile fundamentale, adică

$$\overline{F}_d = \dot{\overline{I}}_2 - \dot{\overline{I}}_1, \tag{1.49}$$

în care impulsul fluidului este

$$\overline{I} = M \cdot \overline{V}. \tag{1.50}$$

Dacă impulsul la ieşire este mai mare decât impulsul la intrare,

$$\overline{I}_2 > \overline{I}_1,$$

atunci componenta dinamică se numeşte forţă de reacţie, deci

$$\overline{F}_d = \overline{R}. \tag{1.51}$$

La rândul ei, reacţia poate fi reacţie pozitivă $\overline{R} > 0$, dacă sensul lui $\overline{R}$ este în sens invers curgerii fluidului, sau reacţie negativă $\overline{R} < 0$, în caz contrar, sensul lui $\overline{R}$ este acelaşi cu sensul de curgere al fluidului.

Ca atare, simbolic se poate scrie

$$\overline{R}_+ = \overline{T}_R \tag{1.52}$$

şi

$$\overline{R}_- = \overline{A}_R \qquad (1.53)$$

adică, reacția pozitivă este o forță de tracțiune sau reactivă, iar reacția negativă este o forță activă. Interesează, în mod deosebit, reacțiile pozitive ale fluidului.

1.4.1.6. Conceptul general de reacție

Având în vedere că viteza este o mărime vectorială, atunci forța de reacție va avea, la rândul ei, două componente, după cum vectorul viteză se poate modifica în mărime sau direcție.

Se notează aceste componente cu $\overline{R}_v$ și $\overline{R}_d$, indicii reprezentând mărimea și respectiv direcția.

Admițând un caz simplificat, al unei curgeri bidimensionale, ca în figura nr. 1.6, în care axa x este orientată pe direcția curgerii, iar axa y este perpendiculară pe direcția de curgere și notând, în general,

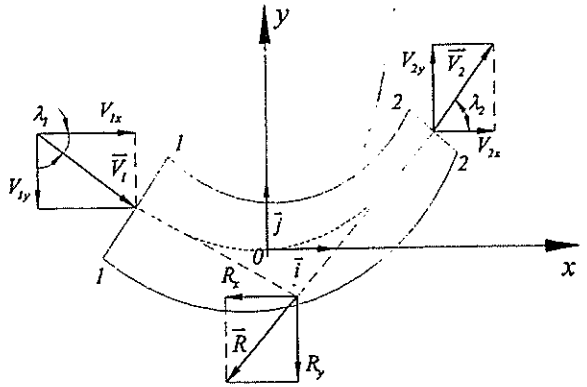


Fig. 1.6

$$\overline{V} = V_x \cdot \vec{i} + V_y \cdot \vec{j}, \qquad (1.54)$$

atunci

$$\overline{R} = R_x \cdot \vec{i} + R_y \cdot \vec{j}, \qquad (1.55)$$

unde

$$R_x = \dot{M}_2 \cdot V_{2x} - \dot{M}_1 \cdot V_{1x} \qquad (1.56)$$

și

$$R_y = \dot{M}_2 \cdot V_{2y} - \dot{M}_1 \cdot V_{1y}. \qquad (1.57)$$

Evident, se poate concluziona că

$$R_v \approx \left|\overline{R}\right|,$$

iar

$$R_d \approx \left|R_y\right|.$$

Ca urmare reacția, la rândul ei, este de două feluri:

- reacție la modificarea mărimii vitezei fluidului;
- reacție la modificarea sau schimbarea direcției vitezei fluidului.

Pentru a le deosebi, în cele ce urmează, se vor denumi generic:

- reacție prin efect de ajutaj, r_a;
- reacție prin efect de turbină, r_t.

Deci,

$$\overline{R}_v = \overline{R}_a \qquad (1.58)$$

și

$$\overline{R}_d = \overline{R}_t. \qquad (1.59)$$

1.4.1.7. Bazele fizice ale componentei statice

Componenta statică este rezultatul acțiunii presiunii statice a fluidului

- în interiorul canalului, în secțiunile de intrare și ieșire, $\overline{F}_{Si}$;

- în exteriorul canalului de lucru, $\overline{F}_{Se}$,

așa cum se poate observa din schema reprezentată în figura nr. 1.7.

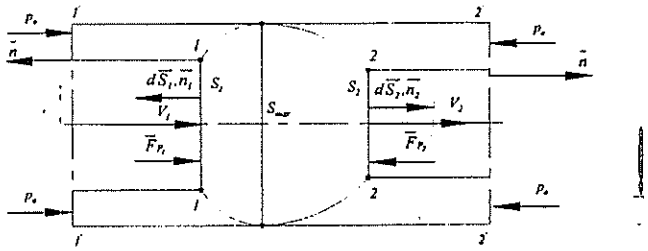


Fig. 1.7

Evident,

$$\overline{F}_{S_1} = \overline{F}_{S_1} + \overline{F}_{S_2}, \tag{1.60}$$

în care

$\overline{F}_{p_1} = \overline{F}_{S_1} = \int_{S_1} -p_1 \cdot \vec{n}_1 \cdot dS_1 = -p_1 \cdot \overline{S}_1$, componenta activă

$\overline{F}_{p_2} = \overline{F}_{S_2} = \int_{S_2} -p_2 \cdot \vec{n}_2 \cdot dS_2 = -p_2 \cdot \overline{S}_2$, componenta reactivă.

Ca urmare,

$$\overline{F}_{Se} = \overline{F}_{p_r} + \overline{F}_{p_2}, \tag{1.61}$$

unde

$\overline{F}_{p_r} = \int_{S_{max}-S_1=S_f} -p_H \cdot \vec{n} \cdot dS_f = -p_H \cdot \left(\overline{S}_{max} - \overline{S}_1\right)$, componenta activă;

și

$\overline{F}_{p_2} = \int_{S_{max}-S_2=S_2} -p_H \cdot \vec{n} \cdot dS_2 = -p_H \cdot \left(\overline{S}_{max} - \overline{S}_2\right)$, componenta reactivă.

Rezultă

$F_{Sl} = p_2 \cdot S_2 - p_1 \cdot S_1$, forța reactivă

și

$F_{Se} = p_H \cdot (S_1 - S_2)$, forța activă.

Adunând ultimele două relații, se obține

$$F_S = p_2 \cdot S_2 - p_1 \cdot S_1 + p_H \cdot (S_1 - S_2) \tag{1.62}$$

care, din punct de vedere fizic, poate fi o forță activă sau o forță reactivă.

În principiu, dacă:

- $F_S > 0$, se obține o forță reactivă de presiune;

- $F_S < 0$, rezultă o forță activă de presiune.

1.4.2. Clasificarea forțelor

Din cele prezentate anterior a reieșit că forțele dezvoltate în sistemele termogazodinamice sunt într-o gamă extrem de variată ceea ce necesită o clasificare a lor.

Astfel:

a) După modul de realizare a lor se întâlnesc:

- forțe de acțiune, F_a;

- forțe de reacțiune, F_r.

b) După sensul de acțiune al forțelor, în raport cu sensul de curgere al fluidului:

- forțe active, A, $A > 0$;

- forțe de tracțiune, T, $T < 0$.

c) După sensul forței, în raport cu sensul de deplasare al sistemului:

- forțe active, $A < 0$;

- forțe de tracțiune, T, $T > 0$.

d) Din punct de vedere fizic:

- forțe dinamice (de reacție), $F_d(R)$;

- forțe statice (de presiune), F_S, (F_p).

e) După efectul de reacție realizat:

- forțe de reacție, prin efect de ajutaj, R_a;

- forțe de reacție, prin efect de turbină, R_t.

f) După efectul produs de presiunea statică:

- forțe de presiune interioare, F_{Si};

- forțe de presiune exterioare, F_{Se}.

1.4.3. Conceptele de grad de tracțiune și grad de reacție ale unui sistem

Considerentele de ordin fizic, prezentate până acum, permit aprecierea că forța unui sistem se poate exprima, generic, prin relația

$$\overline{F} = \overline{T} + \overline{A}, \tag{1.63}$$

în care,

- $\overline{T}$ reprezintă componenta de tracțiune,

- $\overline{A}$ este componenta activă a forței.

Mai sugestiv, se consideră că dacă $F > 0$, atunci suma termenilor pozitivi, T^+, reprezintă componenta de tracțiune a forței, adică

$$T = \sum_{i=1}^{n} T_i^+ \tag{1.64}$$

iar suma termenilor negativi, T^-, reprezintă componenta activă a forței, adică

$$A = \sum_{j=1}^{m} T_j^- . \tag{1.65}$$

Ca atare,

$$T = \sum_{i=1}^{n} T_i^+ - \sum_{j=1}^{m} T_j^- .$$

Se definește grad de tracțiune al sistemului, g_t, cât din forța dezvoltată de acesta reprezintă forța de tracțiune,

$$g_t = \frac{T}{F} \tag{1.66}$$

sau

$$g_t = \frac{\sum_{i=1}^{n} T_i^+}{F} . \tag{1.67}$$

Evident că, g_t poate lua orice valoare în jurul valorii *1*. În raport cu această valoare sistemele se pot clasifica după cum urmează:

- Sisteme cu supratracțiune $g_t > 1$;

- Sisteme cu tracțiune totală $g_t = 1$;

- Sisteme cu subtracțiune $g_t < 1$;

- Sisteme active $g_t = 0$.

Pe de altă parte, după cum s-a văzut, tracțiunea se poate obține prin reacție sau prin efect static datorat presiunii, adică

$$\overline{T} = \overline{T}_R + \overline{T}_P , \tag{1.68}$$

în care $\overline{T}_R$ și $\overline{T}_P$ sunt componentele de reacție și de presiune ale tracțiunii.

Se definește grad de reacție, cât din forța de tracțiune se obține prin reacție, adică analitic, se poate scrie

$$g_r = \frac{T_R}{T} . \tag{1.69}$$

Ca şi g_l, gradul de reacţie permite o clasificare a sistemelor cu reacţie în:

- Sisteme cu suprareacţie $g_r > 1$;
- Sisteme cu reacţie totală $g_r = 1$;
- Sisteme cu subreacţie $g_r < 1$;
- Sisteme cu acţiune $g_r = 0$.

1.5. Principiile generale ale propulsiei

1.5.1. Bazele matematice ale propulsiei

Analiza efectuată asupra unui sistem a condus la ideea că numai anumite componente ale acestuia sunt capabile să producă forţă de tracţiune, dispozitivul de admisie, compresorul, camera de ardere şi ajutajul de reacţie.

De fapt, toate aceste componente sunt canalizaţii mai mult sau mai puţin profilate, în care se face sau, nu un transfer masic sau termic către fluidul de lucru.

Prin urmare, se întâlnesc anumite situaţii în care o componentă joacă rolul unui propulsor, adică se comportă ca un sistem material, cu suprafeţe solide, generator de forţă de propulsie.

Forţa de propulsie se defineşte ca fiind acea parte a forţei de reacţiune folosită efectiv la propulsia sau deplasarea unei nave printr-un mediu fluid.

Este de la sine înţeles că, în cazul deplasării navei în atmosferă, forţa de propulsie este mai mică decât forţa de reacţiune, parte din aceasta fiind folosită pentru învingerea diferitelor componente ale rezistenţei la înaintare, de frecare, de formă, de undă etc.

Se urmăresc, în cele ce urmează, acele modalităţi elementare de realizare a propulsiei care stau la baza sistemelor actuale.

Se consideră, în continuare, teorema impulsului, aplicată unui volum de control de forma unui canal oarecare

$$\vec{F} = \int_{S_1} \vec{n}_1 \cdot \left(\rho_1 \cdot \vec{V}_1 \cdot \vec{V}_1\right) dS_1 + \int_{S_2} \vec{n}_2 \cdot \left(\rho_2 \cdot \vec{V}_2 \cdot \vec{V}_2\right) dS_2 + \\ + \int_{S_1} \left(-\vec{n}_1 \cdot p_1\right) dS_1 + \int_{S_2} \left(-\vec{n}_2 \cdot p_2\right) dS_2 + \int_{S_c} \left(-\vec{n}_c \cdot p_c\right) dS_c, \tag{1.70}$$

în care, mărimile care intervin au semnificaţia cunoscută.

Se ţine seama că,

$$\int_S \vec{n} \cdot \left(\rho \cdot \vec{V} \cdot \vec{V}\right) dS = \int_S d\dot{m} \cdot \vec{V} \tag{1.71}$$

iar

$$\int_S d\dot{m} \cdot \vec{V} = \int_{S_1} d\dot{m}_1 \cdot V_1 + \int_{S_2} d\dot{m}_2 \cdot \vec{V}_2 . \tag{1.72}$$

Evident, debitele elementare sunt

$$d\dot{m}_1 = \rho_1 \cdot dS_1 \cdot V_1 \cdot cos\left(\vec{n}_1, \vec{V}_1\right)$$

şi

$$d\dot{m}_2 = \rho_2 \cdot dS_2 \cdot V_2 \cdot cos\left(\vec{n}_2, \vec{V}_2\right).$$

Se notează cu F_R şi F_P, componentele de reacţie şi de presiune ale forţei $\vec{F}$, adică

$$\vec{F}_R = \int_{S_1} d\dot{m}_1 \cdot \vec{V}_1 - \int_{S_2} \dot{m}_2 \cdot \vec{V}_2 ,$$

respectiv

$$\vec{F}_P = \int_{S_1} -p_1 \cdot d\vec{S}_1 + \int_{S_2} -p_2 \cdot d\vec{S}_2 + \int_{S_{ext}} -p_H \cdot d\vec{S}_{ext} \quad .$$

Considerând distribuții uniforme ale parametrilor cinematici și termodinamici pe suprafețele laterale ale volumului de control, atunci cele două componente devin

$$\vec{F}_R = \dot{M}_1 \cdot \vec{V}_1 - \dot{M}_2 \cdot \vec{V}_2 \qquad (1.73)$$

și

$$\vec{F}_P = -p_1 \cdot \vec{S}_1 - p_2 \cdot \vec{S}_2 + p_H \cdot \left(\vec{S}_1 + \vec{S}_2\right).$$

Ca atare, în ipotezele considerate, forța totală a fluidului se poate exprima vectorial prin relația

$$\vec{F} = \dot{M}_1 \cdot \vec{V}_1 - \dot{M}_2 \cdot \vec{V}_2 - p_1 \cdot \vec{S}_1 - p_2 \cdot \vec{S}_2 + p_H \cdot \left(\vec{S}_1 + \vec{S}_2\right),$$

în care vectorii respectivi sunt cei reprezentați în figura nr. 1.8.

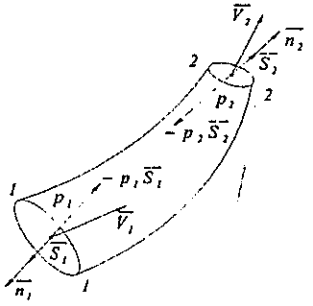


Fig. 1.8

La aceeași relație se poate ajunge și altfel, dacă se consideră funcțiile forței curentului definite în cele două secțiuni ale canalului adică

$$\vec{F} = \vec{F}_{f_{c_1}} + \vec{F}_{f_{c_2}},$$

în care

$$\vec{F}_{f_{c_1}} = \dot{M}_1 \cdot \vec{V}_1 - \vec{S}_1 \cdot \left(p_1 - p_H\right)$$

și

$$\vec{F}_{f_{c_2}} = -\dot{M}_2 \cdot \vec{V}_2 - \vec{S}_2 \cdot \left(p_2 - p_H\right),$$

așa cum reiese din figura nr. 1.9.

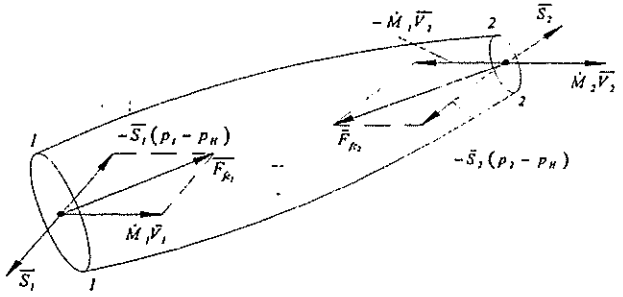


Fig. 1.9

Totodată, prin evidențierea componentelor funcțiilor vectoriale ale forței curentului de aceeași natură, se obțin expresiile

$$\vec{F}_R = \dot{M}_1 \cdot \vec{V}_1 - \dot{M}_2 \cdot \vec{V}_2,$$
$$\vec{F}_P = -\vec{S}_1 \cdot \left(p_1 - p_H\right) - \vec{S}_2 \cdot \left(p_2 - p_H\right)$$

sau

$$\vec{F}_P = -p_1 \cdot \vec{S}_1 - p_2 \cdot \vec{S}_2 + p_H \cdot \left(\vec{S}_1 + \vec{S}_2\right).$$

În acest mod, se obține componenta forței $\vec{F}$ pe acea direcție. Astfel:

- dacă se proiectează forța $\vec{F}$ pe o direcție oarecare, în sensul curgerii fluidului de lucru, se obține forța activă $\vec{A}$ a fluidului;
- dacă se proiectează forța $\vec{F}$ pe o direcție oarecare, în sens invers curgerii fluidului de lucru, adică în sensul deplasării sistemului, se obține forța de tracțiune, $\vec{T}$, sau forța de propulsie a sistemului.

Indiferent de situație, se va admite ca sens pozitiv pentru vectori, sensul considerat pe direcția respectivă.

Din analiza considerată, se desprind câteva principii fundamentale, care au o valabilitate generală, indiferent de forma canalului fluidului de lucru:

a) Întotdeauna forța fluidului va fi egală cu suma vectorială a funcțiilor forței curentului, în cele două secțiuni fundamentale, intrare și ieșire

$$\vec{F} = \vec{F}_{f_{c_1}} + \vec{F}_{f_{c_2}},$$

indiferent de numărul secțiunilor de intrare și, respectiv, ieșire unde

$$\vec{F}_{f_{c_1}} = \sum_{i=1}^{n} F_{f_{c_{1_i}}} \tag{1.74}$$

și

$$\vec{F}_{f_{c_2}} = \sum_{j=1}^{k} F_{f_{c_{2_j}}}; \tag{1.75}$$

b) Vectorii funcțiilor forței curentului sunt orientați către volumul de control;

c) Componentele dinamică $F_{f_{c_d}}$ și statică $F_{f_{c_s}}$, ale vectorului forței curentului, sunt orientate către interiorul volumului și sunt de forma

$$\begin{cases} \vec{F}_{f_{c_{1_d}}} = \dot{M}_1 \cdot \vec{V}_1 \\ \vec{F}_{f_{c_{1_s}}} = -\vec{S}_1 \cdot (p_1 - p_H) \end{cases}$$

respectiv

$$\begin{cases} \vec{F}_{f_{c_{2_d}}} = -\dot{M}_2 \cdot \vec{V}_2 \\ \vec{F}_{f_{c_{2_s}}} = -\vec{S}_2 \cdot (p_2 - p_H) \end{cases}$$

deoarece vectorii suprafețelor $\vec{S}_1$ și $\vec{S}_2$ sunt întotdeauna orientați către exteriorul volumului de control;

d) Forța de reacție a fluidului se obține prin însumarea vectorială a componentelor dinamice ale funcției forței curentului

$$\vec{F}_R = \vec{F}_{f_{c_{1_d}}} + \vec{F}_{f_{c_{2_d}}}, \tag{1.76}$$

adică, înlocuind

$$\vec{F}_R = \dot{M}_1 \cdot \vec{V}_1 - \dot{M}_2 \cdot \vec{V}_2;$$

e) Forța de presiune a fluidului se obține prin însumarea vectorială a componentelor statice ale funcției curentului

$$\vec{F}_P = \vec{F}_{f_{c_{1_s}}} + \vec{F}_{f_{c_{2_s}}}, \tag{1.77}$$

respectiv

$$\vec{F}_P = -\vec{S}_1 \cdot (p_1 - p_H) - \vec{S}_2 \cdot (p_2 - p_H) \tag{1.78}$$

sau, prelucrând parantezele

$$\vec{F}_P = -\vec{S}_1 \cdot p_1 - \vec{S}_2 \cdot p_2 + p_H \cdot \left(\vec{S}_1 + \vec{S}_2\right);$$

f) Forța de tracțiune se obține proiectând forța pe o direcție similară celei de deplasare a sistemului și luând ca sens pozitiv sensul de deplasare:

- $T = p_r \vec{F}$ pe direcția deplasării;
- Sensul pozitiv≡Sensul deplasării.

g) Semnele vectorilor $\vec{V}$ și $\vec{S}$, precum și proiecțiile acestora, se stabilesc după regulile cunoscute din algebra vectorială, în concordanță cu direcțiile, mărimile și sensurile lor convenționale;

h) Se constată, ca regulă generală, că:

- $\vec{V}_1, \vec{V}_2$ au același semn și sens;
- $\vec{S}_1, \vec{S}_2$ au semne și sensuri contrare;
- $\vec{V}_1, \vec{S}_1$ au semn și sensuri contrare;

- $\vec{V}_2, \vec{S}_2$ au acelaşi semn şi sens,

aşa cum rezultă din figura nr. 1.10, indiferent de direcţia pe care se fac proiecţiile.

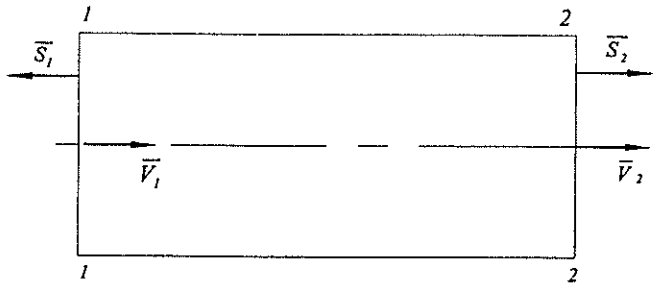


Fig. 1.10

i) Pe baza ultimelor două afirmaţii, formula fundamentală şi generală a forţei fluidului $\vec{F}$, poate fi scrisă şi sub forma

$$\vec{F} = \left[\dot{M}_1 \cdot \left(\vec{V}_1\right) - \left(\vec{S}_1\right) \cdot \left(p_1 - p_H\right)\right] - \\ - \left[\dot{M}_2 \cdot \left(\vec{V}_2\right) + \left(\vec{S}_2\right) \cdot \left(p_2 - p_H\right)\right], \tag{1.79}$$

termenii din aceeaşi paranteză se vor aduna întotdeauna;

j) Prin urmare, expresiile fundamentale ale celor două funcţii vectoriale ale forţei curentului sunt

$$\vec{F}_{f_{c_1}} = \dot{M}_1 \cdot \left(\vec{V}_1\right) - \left(\vec{S}_1\right) \cdot \left(p - p_H\right) \tag{1.80}$$

şi

$$\vec{F}_{f_{c_2}} = -\dot{M}_2 \cdot \left(\vec{V}_2\right) - \left(\vec{S}_2\right) \cdot \left(p_2 - p_H\right). \tag{1.81}$$

Vectorii corespunzători sunt orientaţi către interiorul volumului de control, ca în figura nr. 1.11, aceştia fiind, din punct de vedere fizic,

acţiunile fluidului din amontele, respectiv din avalul, volumului de control, asupra fluidului conţinut în volumul de control.

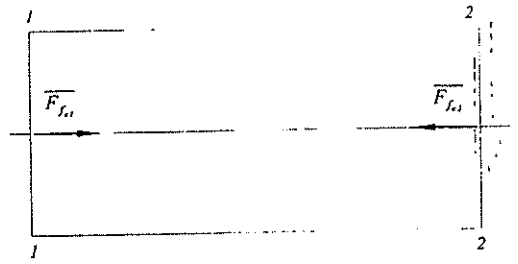


Fig. 1.11

k) Formula fundamentală este universal valabilă indiferent de complexităţile curgerii şi a formei geometrice a canalului de lucru.

1.5.2. Clasificarea canalelor de lucru

Dată fiind marea varietate de forme ale canalelor de lucru este necesară, în continuare, o clasificare a acestora.

a) Astfel, din punct de vedere al formei secţiunilor de intrare şi de ieşire, canalele pot fi:

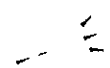
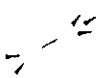
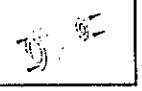
I. Simple, *S*, cu secţiuni oarecare;

II. Multiple, *M*, cu secţiuni oarecare;

III. Inelare, *I*, cu secţiuni oarecare, inelare.

Există, deci, aşa cum reiese din tabelul nr. 1.1, nouă variante de canale.

Tabelul 1.1

Ieşire / Intrare	Simpla (S)	Multipla (M)	Inelara (I)
Simpla (S)			
Multipla (M)			
Inelara (I)			

Din punct de vedere al formei fibrei medii a canalului, între secţiunile de intrare şi ieşire, se întâlnesc:

A. Canale drepte, *D*;

B. Canale curbe, (curbă simplă), *C*.

La rândul lor canalele drepte, în funcţie de direcţia fibrei medii, raportată la o direcţie generală de curgere, pot fi:

1) Axiale, *A*;

2) Radiale, *R*;

3) Diagonale, *D*.

Canalele curbe, în funcţie de direcţiile de curgere ale fluidului în secţiunile de intrare şi ieşire, pot fi:

1) Axiale, *A*;

2) Radiale, *R*;

3) Diagonale, *D*.

Ca atare, canalele curbe sunt de opt tipuri, cum se desprinde din tabelul nr. 1.2.

Tabelul 1.2

	Axiale	Radiale	Diagonale
Axiale	A.A	A.R.	A.D.
Radiale	R.A	R.R.	R.D.
Diagonale	D.A	D.R.	D.D.

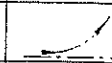
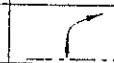
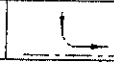
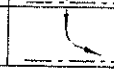
La rândul lor, canalele radiale se pot clasifica după sensul de curgere al fluidului, în:

α) Centrifuge, în care fluidul circulă pe rază în sensul îndepărtării lui de axă;

β) Centripete, în care fluidul circulă radial către axa canalului.

Se poate întocmi un tabel cu variantele cele mai întâlnite în tehnică, tabelul nr. 1.3.

Tabelul 1.3

	RA	AR	DR	RD
Centrifug (CF)				
Centripet (CP)				

Pentru simplificarea denumirii tipului de canal, din punct de vedere al formei geometrice şi a direcţiilor de curgere ale fluidului în cele două secţiuni, se adoptă următoarele notaţii:

- pentru canalele drepte, *D*,

$$D_n^k; \qquad (1.82)$$

- pentru canalele curbe, C,

$$C_{n_1;n_2}^{k_1;k_2}. \qquad (1.83)$$

Indicii au următoarele semnificaţii:

- cei inferiori, n, reprezintă direcţia de curgere a fluidului, $n \in [A, R^j, D]$;

- $1,2$ reprezintă secţiunile de intrare şi ieşire ;

- cei superiori, k, reprezintă forma secţiunilor $k \in [S, M, I]$;

- j, este indicele sensului radial de curgere $j \in [C.F.\ ;\ C.P.]$.

Spre exemplu

$$C_{R\ CFA}^{S\ \ S}$$

reprezintă un canal curb, cu intrare simplă, radială, centrifugă şi ieşire simplă, axială, a cărui imagine este redată în figura nr. 1.12.

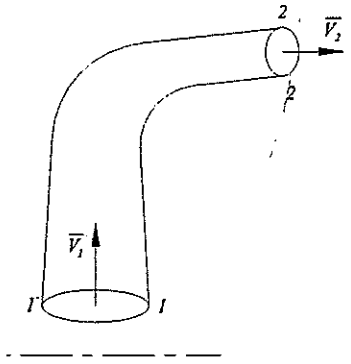


Fig. 1.12

În general, în calcule, formele secţiunilor intervin prin

- valorile ariilor acestora, $S_1, S_2, ..., S_i$;

- direcţiile vectorilor normalelor, în cele două secţiuni $\bar{n}_1, \bar{n}_2$, având unghiurile χ_1 şi χ_2, făcute de aceştia şi direcţia de referinţă, luate în sens orar, ca în figura nr. 1.13.

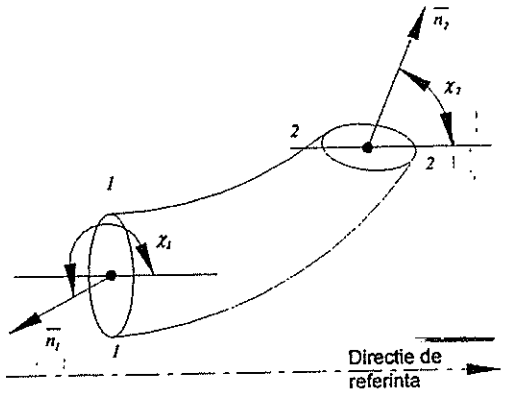


Fig. 1.13

Direcţiile de curgere ale fluidului se introduc prin unghiurile Ψ_1 şi Ψ_2 făcute de direcţiile vectorilor $\bar{V}_1$ şi $\bar{V}_2$ cu direcţia de referinţă, luate în sens orar, ca în figura nr. 1.14.

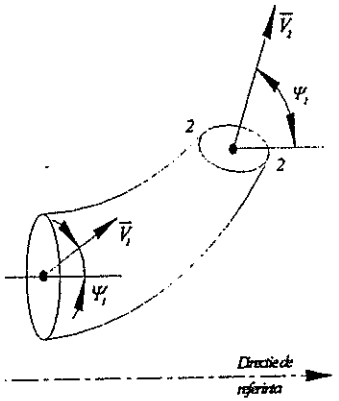


Fig. 1.14

Prin urmare, dacă direcţia de referinţă este axială, atunci:

- $\psi = 0$ reprezintă o curgere axială;

- $\psi = \frac{\pi}{2}$ caracterizează o curgere radială centrifugă;

- $\psi = \frac{3\pi}{2}$ reprezintă o curgere radială centripetă;

- $\psi \notin \left[0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}\right]$ este o curgere diagonală.

În acest caz, simbolul poate fi simplificat, pragmatizat, respectiv, canalul luat în exemplu anterior, poate fi scris

$$C^{S\ S}_{\frac{\pi}{2}\ 0},$$

prin înlocuirea indicelui inferior cu unghiul concret Ψ, adică

$$C^{k_1 k_2}_{\psi_1 \psi_2}. \qquad (1.84)$$

Din punct de vedere al sistemului de referință, față de care se studiază forța fluidului, evident, se întâlnesc:

- canale fixe $\vec{\omega} = 0$, în care curgerea se studiază față de sistemul absolut de referință;

- canale mobile, $\vec{\omega} \neq 0$, unde studiul se face față de sistemul relativ de referință, aflat de obicei, în mișcare de rotație față de sistemul fix.

1.5.3. Posibilități de creștere a forței de tracțiune

Studiind cu atenție relația

$$T = F_{fc_2} - F_{fc_1},$$

în care, F_{fc_1} și F_{fc_2} sunt date de expresiile (1.80) și (1.81), se pot enunța câteva principii generale de creștere a forței de tracțiune, referitoare la unghiurile care o influențează.

Astfel, creșterea forței de tracțiune presupune:

1. mărirea funcției forței curentului F_{fc_2};

2. micșorarea, anularea sau negativarea forței curentului F_{fc_1}.

1.5.3.1. Studiul funcției F_{fc_2}

Creșterea funcției forței curentului, în secțiunea de ieșire, presupune:

a) Reducerea unghiului α_2', la limită $\alpha_2' = 0$;

b) Micșorarea unghiului ψ_2, la limită $\psi_2 = 0$, ceea ce înseamnă o ieșire axială a fluidului în sensul de curgere;

c) Scăderea unghiului φ_2, în ultimă instanță $\varphi_2 = 0$;

d) Reducerea unghului ξ_2, la limită 0, ceea ce presupune o curgere pe normală la ieșire.

Concluzia finală este că valoarea maximă a funcției F_{fc_2} se obține, la evacuarea fluidului, pe direcție axială, în sensul curgerii acestuia. Aceasta este

$$F_{fc_{2max}} = \dot{M}_2 \cdot V_2 + S_2 \cdot (p_2 - p_H). \qquad (1.85)$$

Mai mult, se poate mări, în continuare, F_{fc_2} prin destinderea completă a fluidului, adică $p_2 = p_H$, ceea ce conduce la

$$F_{fc\,MAX} = \dot{M}_2 \cdot V_{2\,max}. \qquad (1.86)$$

1.5.3.2. Studiul funcției F_{fc_1}

Discuția va avea, în acest caz, trei aspecte după cum se dorește micșorarea, anularea sau negativarea expresiei lui F_{fc_1}.

a) Mărirea funcției presupune creșterile unghiurilor α_1', ψ_1, ξ_1;

b) Anularea funcției ar însemna, concret,

$$-\alpha_1' = \frac{\pi}{2}$$

sau

$$\psi_1 = \frac{\pi}{2}$$

respectiv

$$\xi_1 + \psi_1 = 3 \cdot \frac{\pi}{2}$$

adică

$$\psi_1 = \frac{\pi}{2}$$

în ultimă instanță, introducerea radială a fluidului de lucru în canal, indiferent de sensul de curgere, centrifug sau centripet.

c) Pozitivarea funcției presupune, matematic

- $\alpha_1' > \frac{\pi}{2}$ dacă $\psi_1 < \frac{\pi}{2}$;
- $\psi_1 > \frac{\pi}{2}$ dacă $\alpha_1' < \frac{\pi}{2}$

adică, numai pozitivarea primei expresii din F_{fc_1}, deoarece, de cele mai multe ori, $p_1 = p_H$, ceea ce înseamnă o anulare a celui de-al doilea termen.

Valoarea maximă pozitivă a primului termen se obține când

- $\psi_1 = \pi, \alpha_1' < \frac{\pi}{2}$. respectiv, $p_1 = p_H$, adică

$$F_{fc_{max}} = +\dot{M}_1 \cdot V_{1max} \cdot \cos \alpha_1' \qquad (1.87)$$

și, pentru $\alpha_1' = 0$,

$$F_{fcMAX} = \dot{M}_1 \cdot V_{1max}. \qquad (1.88)$$

Dacă admisia fluidului în canal nu se face la presiunea atmosferică sau la presiunea mediului ambiant, atunci cel de al doilea termen al funcției va trebui micșorat.

Combinând cele două expresii ale termenilor componenți, rezultă

$$F_{fc1\,max} = \dot{M}_1 \cdot V_1 + S_1 \cdot (p_1 - p_H). \qquad (1.89)$$

Deci, în concluzie, aportul funcției F_{fc_1} la tracțiune este maxim, când fluidul este introdus în canal axial, în sensul deplasării sistemului material solid, acesta fiind

$$F_{fc_1\,max} = \dot{M}_1 \cdot V_{1max}.$$

Suprapunând ambele variante de creștere ale forței de tracțiune, stabilite anterior, se poate afirma că soluția care dezvoltă tracțiunea maximă este aceea în care fluidul este introdus în canal axial în sensul deplasării sistemului și este evacuat tot axial în sens invers, ca în figura nr. 1.15.

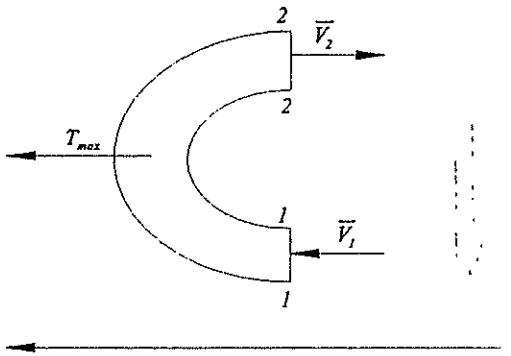


Fig. 1.15

Valoarea tracțiunii maxime este

$$T_{MAX} = F_{fc_{2MAX}} + F_{fc_{1MAX}},$$

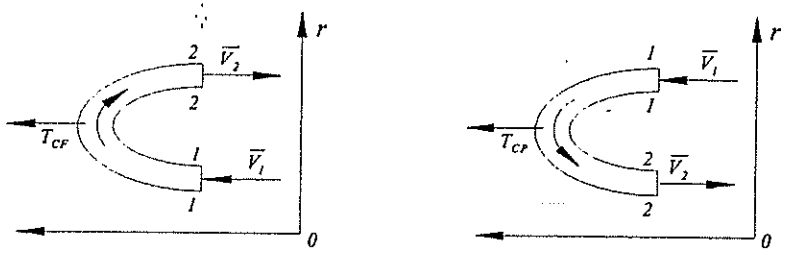
din care, ținând seama de expresiile (1.86) și (1.88), va rezulta

$$T_{MAX} = \dot{M}_2 \cdot V_{2MAX} + \dot{M}_1 \cdot V_{1MAX}. \qquad (1.90)$$

Schema cinematică, prezentată în figura nr. 1.15, amintește de curgerea în canalul dintre două palete de turbină activă, $p_1 = p_2$, cu deosebirea planului în care este plasat canalul.

Deci, indiferent de aşezarea planului în care se află canalul se poate obţine o forţă maximă de tracţiune.

Luând în discuţie numai un plan axial, care trece prin axa de referinţă, există, practic, două posibilităţi de realizare a unei forţe de tracţiune maximă după cum curgerea este centrifugă, figura nr. 1.16 *a* sau centripetă, figura nr. 1.16 *b*.



a b

Fig. 1.16

Descompunând cele două sisteme cu dublă schimbare de direcţie, axial–radial şi respectiv radial–axial, în sisteme simple, elementare cu o singură schimbare de direcţie, se găsesc cele patru posibilităţi de obţinere a forţei de tracţiune prin schimbarea direcţiei de curgere, figurile nr. 1.17 *a, b, c* şi *d*.

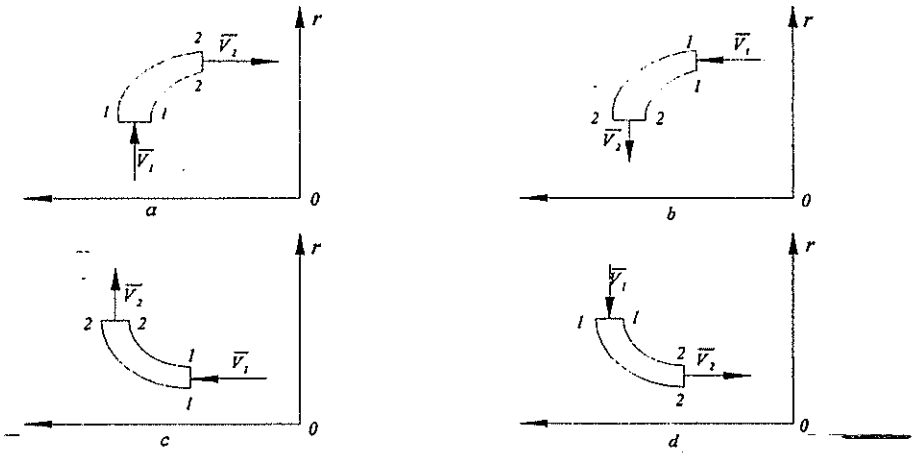


Fig. 1.17

Astfel:

- *a* reprezintă un canal axial–radial în care curgerea este centrifugă;
- *b* este un canal axial–radial cu o curgere centripetă;
- *c* reprezintă un canal axial–radial cu o curgere centrifugă;
- *d* este imaginea unui canal axial–radial în care curgerea este centripetă.

Figurile nr. 1.17 *a, c* şi *d* amintesc de canalele de lucru ale unor componente cunoscute în sistemele de propulsie:

- *a*, difuzorul de ieşire şi colectorul unui compresor centrifugal;
- *c*, canalul unui compresor centrifugal cu admisie posterioară;
- *d*, canalul de lucru al unei turbine centripete obişnuite.

1.6. Alte forme ale forței de tracțiune

1.6.1. Forma globală

Această metodă analizează global procesul de curgere prin sistem folosind teorema impulsului.

Se înconjoară sistemul cu un volum de control (axial–simetric), ca în figura nr. 1.18, și se aplică teorema impulsului fluidului care traversează acest volum de control. Conform teoremei impulsului variația în timp a impulsului fluidului care traversează volumul va fi egală cu rezultanta forțelor care acționează asupra acestuia.

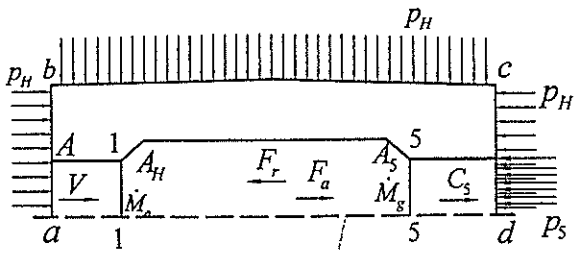


Fig. 1.18

Deci, proiectând forțele pe direcție axială se obține

$$\dot{M}_g \cdot C_5 - \dot{M}_a \cdot V = F_a + p_H \cdot A - p_H \cdot (A - A_5) - p_5 \cdot A_5 . \qquad (1.91)$$

Ca urmare,

$$F_a = \dot{M}_g \cdot C_5 - \dot{M}_a \cdot V + A_5 \cdot (p_5 - p_H) . \qquad (1.92)$$

Ținând seama că

$$\left|\vec{F}_r\right| = \left|\vec{F}_a\right| \qquad (1.93)$$

atunci, rezultă

$$F_r = F_p = \dot{M}_g \cdot C_5 - \dot{M}_a \cdot V + A_5 \cdot (p_5 - p_H) . \qquad (1.94)$$

Relația (1.94) constituie o formă globală a forței de propulsie, în care

$-\dot{M}_g \cdot C_5 - \dot{M}_a \cdot V$ reprezintă componenta de reacție a forței de propulsie;

$-A_5 \cdot (p_5 - p_H)$ reprezintă componenta de presiune a forței de propulsie.

Dacă sistemul de propulsie poate realiza o destindere completă a gazelor, adică $p_5 = p_H$, atunci forța de propulsie este maximă. În acest caz,

$$C_5 \to C_{5_{max}}$$

$$\dot{M}_g \to \dot{M}_{g_{max}}$$

și

$$F_{p\,max} = \dot{M}_{g_{max}} \cdot C_{5_{max}} - \dot{M}_a \cdot V_{max} . \qquad (1.95)$$

Mai mult chiar, $F_{p\,max}$ devine maximă când V se anulează, adică

$$F_{p_{max}} = \dot{M}_{g_{max\,0}} \cdot C_{5_{max\,0}} . \qquad (1.96)$$

Relația (1.96) exprimă faptul că forța de propulsie devine maximă în cazul în care $V=0$ și $H=0$, regim corespunzător funcționării la punct fix.

Astfel, în cadrul procedurii de decolare, sistemul este capabil să furnizeze o forță maximă de propulsie.

1.6.2. Exprimarea forței cu ajutorul funcției de tracțiune

În raport cu funcția de tracțiune, F_t, forța de propulsie se deduce ținând seama că

$$F_t = \dot{M} \cdot C + p \cdot A , \qquad (1.97)$$

unde

– $\dot{M}$ reprezintă debitul de fluid prin secțiune;

–C reprezintă viteza în raport cu un sistem de referință fix;

–p reprezintă presiunea statică a fluidului;

–A reprezintă aria secțiunii.

Evident, funcția tracțiunii se mai poate scrie

$$F_t = \dot{M} \cdot C \cdot \left(1 + \frac{p \cdot A}{\dot{M} \cdot C}\right).$$

sau

$$F_t = \dot{M} \cdot C \cdot \left(1 + \frac{p \cdot A}{\rho \cdot A \cdot C^2}\right) = \dot{M} \cdot C \cdot \left(1 + k \cdot \frac{p}{\rho} \cdot \frac{1}{k \cdot C^2}\right).$$

Ținând cont că

$$k \cdot \frac{p}{\rho} = a^2,$$

atunci

$$F_t = \dot{M} \cdot C \cdot \left(1 + \frac{a^2}{k \cdot C^2}\right) = \dot{M} \cdot C \cdot \left(1 + \frac{1}{k \cdot M^2}\right), \qquad (1.98)$$

unde M reprezintă numărul Mach.

Ca urmare, forța de propulsie se poate scrie

$$F_p = \dot{M}_g \cdot C_5 + A_5 \cdot p_5 - (\dot{M}_a \cdot V + p_H \cdot A_H) - p_H \cdot (A_5 - A_H)$$

sau

$$F_p = F_{t\,gaz} - F_{t\,aer} - p_H \cdot (A_5 - A_H). \qquad (1.99)$$

Alegând volumul de control astfel încât $A_5 = A_H$ rezultă

$$F_p = F_{t\,gaz} - F_{t\,aer}. \qquad (1.100)$$

Aceasta este a doua formă a forței de propulsie, ca variație a funcției tracțiunii a fluidului.

Pentru

$$\dot{M}_a = 0$$

și

$$p_H = 0$$

rezultă

$$F_{t\,aer} = 0.$$

Forța de propulsie devine maximă pentru acel sistem de propulsie care funcționează în lipsa presiunii exterioare, care își procură fluidul de propulsie din interiorul său.

Deci, pentru sistemele de propulsie cosmice, la care

$$p_H = 0,$$

rezultă

$$F_{p\ motor\ rachetă} = F_{t\,gaz} = \dot{M}_g \cdot C_5 + A_5 \cdot p_5, \qquad (1.101)$$

în care, evident,

$$F_{p\ motor\ rachetă} \neq f(V).$$

Pentru motoarele rachetă, viteza de evacuare a gazelor de ardere poate să fie mai mică decât viteza de zbor, adică $C_5 < V$.

1.6.2.1. Funcție de M

Expresia forței de propulsie, în funcție de M, este

$$F_p = \dot{M}_g \cdot C_5 \cdot \left(1 + \frac{1}{k \cdot M_5^2}\right) - \dot{M}_a \cdot V \cdot \left(1 + \frac{1}{k \cdot M_H^2}\right). \qquad (1.102)$$

1.6.2.2. Funcție de λ

Forța de propulsie se poate exprima, în funcție de λ, prin relația

$$F_p = \frac{k_g + 1}{k_g} \cdot \dot{M}_g \cdot a_{cr_5} \cdot z(\lambda_5) - \frac{k+1}{k} \cdot \dot{M}_a \cdot a_{cr_H} \cdot z(\lambda_H), \quad (1.103)$$

unde s-a avut în vedere că

$$F_i = \dot{M} \cdot C + p \cdot A = \dot{M} \cdot \left(C + \frac{p \cdot A}{\dot{M}} \right) =$$

$$= \dot{M} \cdot a_{cr} \cdot \left(\frac{C}{a_{cr}} + \frac{a_{cr} \cdot R \cdot T}{C \cdot a^2_{cr}} \right) = \dot{M} \cdot a_{cr} \cdot \left(\lambda + \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{T}{k \cdot T_{cr}} \right)$$

şi

$$\frac{T^*}{T_{cr}} = \frac{k+1}{2}; \quad \frac{T}{T^*} = 1 - \frac{k-1}{k+1} \cdot \lambda^2,$$

respectiv

$$F_i = \frac{k+1}{k} \cdot \dot{M} \cdot a_{cr} \cdot z(\lambda),$$

în care

$$z(\lambda) = \frac{1}{2} \cdot \left(\lambda + \frac{1}{\lambda} \right),$$

reprezintă funcţia gazodinamică a funcţiei tracţiunii.

1.6.2.2.1. Funcţie de viteza echivalentă

În fine, o ultimă expresie a forţei de propulsie se poate obţine pe baza următoarelor considerente:

–Pentru ca un sistem să realizeze o destindere completă a gazelor de ardere, la orice înălţime de zbor, este necesar ca secţiunea de ieşire din sistem, secţiunea ajutajului de reacţie, să fie variabilă. Odată cu creşterea înălţimii de zbor scade presiunea atmosferică, p_H, iar pentru ca $p_5 = p_H$ va trebui ca aria A_5 să crească;

–Modificarea ariei minime a ajutajului presupune un ansamblu complex, compus dintr-un sistem cu comandă mecanică pentru deschiderea ajutajului şi un sistem de reglare automată a lui.

În prezent, aviaţia civilă utilizează motoare cu secţiunea A_5 fixă, deoarece sistemul este simplu, uşor şi ieftin. Acest sistem nu este însă capabil să realizeze, la orice înălţime de zbor, o forţă maximă de propulsie şi, ca urmare, $F_p < F_{p\,max}$.

Pentru a compara performanţele motorului cu geometrie fixă, cu performanţele maxime ale sistemului, s-a introdus noţiunea de viteză de evacuare echivalentă a gazelor de ardere, C_{5e}. Viteza echivalentă reprezintă, din punct de vedere fizic, acea viteză a gazelor de ardere care, în condiţiile destinderii complete, ar conduce la o forţă de propulsie egală cu forţa reală a motorului, în condiţiile destinderii incomplete.

În cazul unei destinderi complete

$$F_p = \dot{M}_g \cdot C_{5e} - \dot{M}_a \cdot V \quad (1.104)$$

iar, în cazul unei destinderi incomplete,

$$F_p = \dot{M}_g \cdot C_5 - \dot{M}_a \cdot V + A_5 \cdot (p_5 - p_H). \quad (1.105)$$

Egalând relaţiile (1.104) şi (1.105), se obţine

$$\dot{M}_g \cdot C_{5e} - \dot{M}_a \cdot V = \dot{M}_g \cdot C_5 - \dot{M}_a \cdot V + A_5 \cdot (p_5 - p_H).$$

Deci, viteza echivalentă devine

$$C_{5e} = C_5 + A_5 \cdot (p_5 - p_H) \cdot \frac{1}{\dot{M}_g} = C_5 + \frac{A_5 \cdot p_5}{\rho_5 \cdot A_5 \cdot C_5} \cdot \left(1 - \frac{p_H}{p_5} \right),$$

în care

$$p_5 = \rho_5 \cdot R' \cdot T_5.$$

Ca urmare,

$$C_{5e} = C_5 \cdot \left[1 + \frac{\rho_5 \cdot R' \cdot T_5}{\rho_5 \cdot C_5^2} \cdot \left(1 - \frac{p_H}{p_5} \right) \right] =$$

$$= C_5 \cdot \left[1 + \frac{k' \cdot R' \cdot T_5}{C_5^2} \cdot \frac{1}{k'} \cdot \left(1 - \frac{p_H}{p_5} \right) \right]$$

unde

$$a = \sqrt{k' \cdot R \cdot T} = \sqrt{k' \cdot \frac{p}{\rho}}.$$

Rezultă, în final,

$$C_{5e} = C_5 \cdot \left[1 + \frac{1}{k' \cdot M_5^2} \cdot \left(1 - \frac{p_H}{p_5} \right) \right], \qquad (1.106)$$

în care M_5 reprezintă numărul Mach în secțiunea *5-5*.

În cazul unui ajutaj de reacție simplu convergent, $M_5=1$, viteza echivalentă este

$$C_{5e\ regim\ critic} = C_{5\,cr} \cdot \left[1 + \frac{1}{k'} \cdot \left(1 - \frac{p_H}{p_{5\,cr}} \right) \right]. \qquad (1.107)$$

1.7. Randamentele sistemelor de propulsie

Eficiența sistemelor de propulsie se apreciază cu ajutorul următoarelor randamente:

1. Randamentul termic, η_t;
2. Randamentul de propulsie, η_p;
3. Randamentul global, η_g.

1.7.1. Randamentul termic

Randamentul termic reprezintă fizic cât din energia introdusă în sistem; în condiții ideale, este transmisă fluidului de lucru în scopul accelerării sale, în urma realizării unui ciclu, adică

$$\eta_t = \frac{L_{MTR}}{E_{id}}, \qquad (1.108)$$

unde E_{id} reprezintă energia ideală introdusă în motor.

Înlocuind

$$L_{MTR} = \dot{M}_g \cdot \frac{C_5^2}{2} - \dot{M}_a \cdot \frac{V^2}{2}$$

și

$$E_{id} = \dot{M}_c \cdot P_{ci} + \dot{M}_c \cdot \frac{V^2}{2},$$

rezultă

$$\eta_t = \frac{\dot{M}_g \cdot \frac{C_5^2}{2} - \dot{M}_a \cdot \frac{V^2}{2}}{\dot{M}_c \cdot \left(P_{ci} + \frac{V^2}{2} \right)}.$$

Ținând seama că

$$\dot{M}_g = \dot{M}_a \cdot (1 + m_c)$$

și

$$\dot{M}_c = \dot{M}_a \cdot m_c$$

rezultă, în final, expresia randamentului termic de forma

$$\eta_t = \frac{1}{2} \cdot \frac{(1 + m_c) \cdot C_5^2 - V^2}{m_c \cdot \left(P_{ci} + \frac{V^2}{2} \right)}. \qquad (1.109)$$

Dacă regimul de zbor este subsonic, atunci

$$\frac{V^2}{2} << P_{ci}$$

și

$$\eta_t \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{(1 + m_c) \cdot C_5^2 - V^2}{m_c \cdot P_{ci}}. \qquad (1.110)$$

Cum $m_c<<1$, atunci

$$\eta_t \approx \frac{1}{2}\cdot\frac{C_5^2 - V^2}{m_c \cdot P_{ci}}. \qquad (1.111)$$

La punct fix, $V=0$, randamentul termic devine

$$\eta_{t_0} = \frac{1}{2}\cdot\frac{C_{5_0}^2}{m_{c_0}\cdot P_{ci}}. \qquad (1.112)$$

În general, pentru $C_{5\,0} \approx 600\ m/s$, rezultă o valoare curentă

$$\eta_t = \frac{36\cdot 10^4 \cdot 10^{-5}}{2\cdot 2\cdot 10^{-2}\cdot 4.3\cdot 10^4} \approx \frac{3.6}{17} \approx 0.211,$$

care este cuprinsă în gama uzuală $\eta_t \in (0.2 - 0.4)$.

1.7.2. Randamentul de propulsie

Randamentul de propulsie reprezintă fizic cât din energia preluată de fluidul de propulsie este folosită pentru propulsia efectivă a sistemului, adică

$$\eta_P = \frac{F_p \cdot V}{L_{MTR}}. \qquad (1.113)$$

Înlocuind, forța de propulsie

$$F_p = \dot{M}_g \cdot C_5 - \dot{M}_a \cdot V$$

rezultă

$$\eta_P = \frac{\left(\dot{M}_g \cdot C_5 - \dot{M}_a \cdot V\right)\cdot V}{\frac{1}{2}\cdot\left(\dot{M}_g \cdot C_5^2 - \dot{M}_a \cdot V^2\right)}$$

sau

$$\eta_P = \frac{2\cdot V\cdot[(1+m_C)\cdot C_5 - V]}{(1+m_C)\cdot C_5^2 - V^2}. \qquad (1.114)$$

Ținând seama că

$$m_c << 1,$$

atunci

$$\eta_P = \frac{2\cdot V\cdot(C_5 - V)}{C_5^2 - V^2}$$

sau

$$\eta_P = \frac{2\cdot V}{C_5 + V},\ \eta_P = \frac{2\cdot\frac{V}{C_5}}{1+\frac{V}{C_5}}. \qquad (1.115)$$

Evident, $\eta_P = f\left(\frac{V}{C_5}\right)$ și variază ca în figura nr. 1.19.

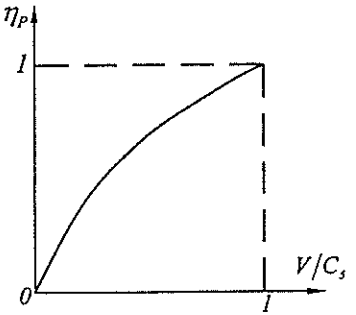


Fig. 1.19

Cât privește puterea de propulsie a motorului, aceasta este

$$P_P = F_p \cdot V = \left(\dot{M}_g \cdot C_5 - \dot{M}_a \cdot V\right)\cdot V \approx \dot{M}_a \cdot V\cdot(C_5 - V)$$

sau

$$P_P = \dot{M}_a \cdot C_5^2 \cdot \frac{V}{C_5}\cdot\left(1 - \frac{V}{C_5}\right), \qquad (1.116)$$

adică

$$P_P = f\left(\frac{V}{C_5}\right).$$

Derivând relația (1.116), se obține

$$\frac{dP_p}{d\left(\frac{V}{C_s}\right)}=0\,,\ 1-\left(\frac{V}{C_s}\right)_{optim}-\left(\frac{V}{C_s}\right)_{optim}=0$$

sau

$$\left(\frac{V}{C_s}\right)_{optim}=\frac{1}{2}. \qquad (1.117)$$

Pentru $\left(\frac{V}{C_s}\right)_{optim}$ sistemul dezvoltă o putere maximă de propulsie, așa cum reiese din figura nr. 1.20.

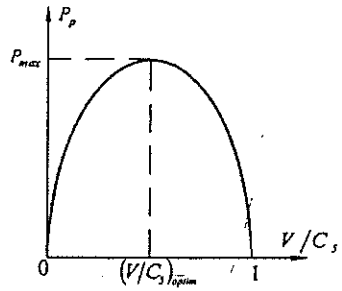


Fig. 1.20

În aceste condiții, randamentul de propulsie devine

$$\eta_P=\frac{2\cdot\frac{1}{2}}{1+\frac{1}{2}}=\frac{2}{3}.$$

În general, $\eta_P\in(0.5\div0.8)$.

1.7.3. Randamentul global

Randamentul global reprezintă cât din energia introdusă în sistem, în condiții ideale, este folosită pentru propulsia aeronavei, adică analitic

$$\eta_g=\frac{F_p\cdot V}{E_{id}}=\frac{F_p\cdot V}{L_{MTR}}\cdot\frac{L_{MTR}}{E_{id}}=\eta_P\cdot\eta_t. \qquad (1.118)$$

Acesta variază în gama de valori $\eta_g\in(0.1\div0.8)$.

1.8. Performanțe specifice

Performanțele specifice reprezintă performanțele sistemului care se obțin în condițiile în care acesta este traversat de un debit de aer de *1 kg/s.*

1.8.1. Forța de tracțiune specifică

Forța de tracțiune specifică a sistemului, prin definiție, este

$$F_{SP}=\frac{F_P}{\dot{M}_a}. \qquad (1.119)$$

Forța specifică se măsoară în *m/s*, și este, de obicei, în gama de valori *(400÷800) m/s.*

1.8.2. Consumul specific de combustibil

Consumul specific de combustibil, c_{sp}, reprezintă cantitatea de combustibil consumată de către sistem pentru a produce, în timp de o oră, o forță de *1 N*, adică

$$c_{sp}=3600\cdot\frac{\dot{M}_c}{F_P}=3600\cdot\frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_a}\cdot\frac{1}{F_{SP}}=3600\cdot\frac{m_c}{F_{SP}}. \qquad (1.120)$$

Consumul specific de combustibil se măsoară în $kg/N\cdot h$, și ia valori în gama $(0.08\div0.15)\ kg/N\cdot h$.

1.8.3. Greutatea specifică

Greutatea specifică a motorului, g_{SP} reprezintă raportul dintre greutatea motorului şi forţa de tracţiune, adică

$$g_{SP} = \frac{G_{motor}}{F_P}. \qquad (1.121)$$

De obicei, $g_{SP} = 0.2 \div 0.6$.

1.8.4. Aria frontală specifică

Aria frontală specifică a motorului, A_{FSP}, reprezintă raportul dintre aria frontală a motorului şi forţa de tracţiune. Aria frontală a motorului, A_F, reprezintă aria proiecţiei ~~motorului~~ pe un plan perpendicular pe axa acestuia.

Ca atare,

$$A_{FSP} = \frac{A_F}{F_P} \qquad (1.122)$$

unde, în general,

$$A_{FSP} = \left(\frac{1}{15000} \div \frac{1}{25000}\right) \frac{m^2}{N}.$$

PARTEA A II-A

SISTEME DE PROPULSIE CU COMPRIMARE MECANICĂ

Capitolul 2. MOTORUL TURBOREACTOR SIMPLU FLUX

2.1. Generalităţi

Motoarele aeroreactoare reprezintă sisteme aeriene de propulsie care au drept fluid de propulsie aerul, iar ca instalaţie de propulsie, un ajutaj de reacţie. Forţa de propulsie se va obţine, în principal, prin reacţie directă a fluidului asupra sistemului.

Din punct de vedere al comprimării fluidului de propulsie, în sursa de energie, motoarele aeroreactoare se împart în:

–Motoare aeroreactoare cu comprimare mecanică a aerului (motorul turboreactor simplu şi motorul turboreactor dublu flux);

–Motoare aeroreactoare cu comprimare dinamică a aerului (motorul pulsoreactor, motorul statoreactor).

2.2 Schema de principiu, elementele componente şi funcţionarea motorului

Motorul turboreactor simplu flux, prescurtat MTR SF, face parte din categoria sistemelor de propulsie aeroreactoare care au ca fluid de lucru şi de propulsie aerul. Sursa de energie este reprezentată de 1÷2 grupuri turbocompresoare, iar instalaţia de propulsie este un ajutaj de reacţie. Forţa de propulsie se obţine atât prin reacţie directă a fluidului, în anumite organe componente, cât şi prin reacţie indirectă asupra altor componente auxiliare.

MTR SF se caracterizează prin faptul că fluidul de propulsie al sistemului participă integral la realizarea energiei din sursa de energie a motorului. Fluidul de propulsie este identic cu fluidul de lucru al sistemului.

Schema de principiu a MTR SF, precum şi elementele sale componente sunt reprezentate în figura nr. 2.1.

În figură au fost marcate următoarele caracteristici:

$F_{r_{da}}$, forța de tracțiune în dispozitivul de admisie;

F_{t_C}, forța de tracțiune a compresorului;

F_{r_a}, forța de reacție a ajutajului;

F_{a_T}, forța de acțiune a turbinei;

$F_{r_{ca}}$, forța de reacție în camera de ardere;

$\dot{M}_c$, debitul de combustibil;

$\dot{M}_a$, debitul de aer ce intră în motor;

$\dot{M}_g$, debitul de gaze de ardere.

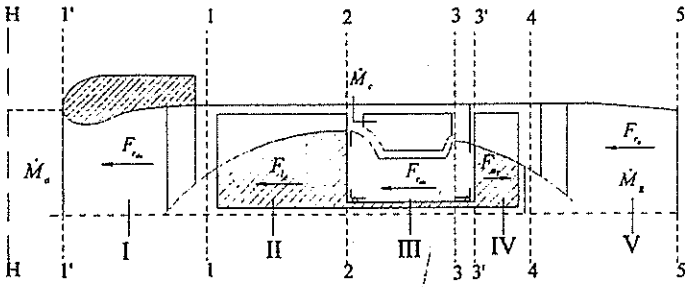


Fig. 2.1

Motorul turboreactor simplu flux este alcătuit din următoarele componente:

I, dispozitivul de admisie;

II, compresorul motorului;

III, camera de ardere;

IV, turbina;

V, sistemul de evacuare.

Compresorul și turbina formează grupul turbocompresor. Acesta reprezintă partea mobilă a motorului. Celelalte elemente componente alcătuiesc partea fixă sau statorul motorului.

Grupul turbocompresor și camera de ardere constituie sursa de energie a motorului.

I. Dispozitivul de admisie are rolul de a frâna fluidul de propulsie (aerul) de la viteza de zbor a aeronavei până la o viteză la care compresorul poate funcționa în condiții optime (*100–200*) *m/s*. Energia cinetică a aerului aspirat este transformată, astfel, în energie potențială prin frânarea fluidului.

Din punct de vedere al regimului de curgere al aerului, prin dispozitivul de admisie, acesta poate fi:

–Dispozitiv de admisie subsonic;

–Dispozitiv de admisie transonic;

–Dispozitiv de admisie supersonic.

Din punct de vedere al modificării geometriei elementelor componente ale dispozitivului de admisie, acesta poate fi:

–Dispozitiv de admisie cu geometrie fixă sau nereglabil (dispozitivul subsonic);

–Dispozitiv de admisie cu geometrie variabilă sau reglabil (dispozitivele transonice, supersonice).

II. Compresorul are rolul de a comprima static fluidul de lucru până la acele valori ale presiunii pentru care procesul de ardere este stabil. Compresorul transportă debitul de fluid, cu pierderi cât mai mici, din dispozitivul de admisie în camera de ardere.

Din punct de vedere al sensului de curgere al fluidului de lucru, în raport cu sensul general de curgere prin sistem, compresoarele se clasifică în:

–Compresoare axiale, în care direcția de curgere a fluidului este paralelă cu axa sistemului;

–Compresoare radiale, unde direcția de curgere a fluidului este perpendiculară pe axa sistemului;

–Compresoare diagonale, în care direcția curgerii face un unghi cuprins între *0°* și *90°* cu axa de simetrie.

Din punct de vedere al câmpului de forțe care transferă lucrul mecanic de comprimare aerului, compresoarele pot fi:

–Compresoare aerodinamice;

–Compresoare centrifugale;

–Compresoare mixte.

Din punct de vedere al regimului de curgere al fluidului de lucru (aerul), în raport cu un sistem de referință legat de rotor, compresoarele se clasifică astfel:

–Compresoare subsonice;

–Compresoare transonice;

–Compresoare supersonice.

Din punct de vedere al modificării geometriei canalului de lucru compresoarele se clasifică în:

–Compresoare cu geometrie fixă, nereglabile;

–Compresoare cu geometrie variabilă, reglabile.

III. Camera de ardere realizează transformarea energiei chimice a amestecului proaspăt, alcătuit din aer și combustibil sau aer și petrol de aviație (kerosen) în cantități bine determinate, în energie termică, în urma unui proces de ardere izobar. În camera de ardere, fluidul de lucru se transformă calitativ din aer în gaze de ardere.

Aerul, în camera de ardere, se divide în două componente:

–Componenta centrală, primară, denumită fluxul de aer primar;

–Componenta exterioară, secundară, denumită fluxul de aer secundar.

Fluxul de aer primar se combină cu combustibilul injectat în camera de ardere asigurând un proces de ardere stoechiometric. Temperatura care rezultă, în urma procesului de ardere, pentru amestecul aer–petrol de aviație, este de aproximativ *(2000÷2200) K.*

În urma procesului de ardere stoechiometric, rezultă produse de ardere care vor trebui răcite pentru a putea traversa, în continuare, rețelele

turbinei. Răcirea se face prin intermediul fluxului secundar de aer. Din amestecul fluxului secundar de aer cu produsele de ardere rezultă gazele de ardere. Astfel, în camera de ardere, compoziția chimică a fluidului de lucru se modifică.

Conform ecuației de continuitate

$$\dot{M}_g = \dot{M}_a + \dot{M}_c, \qquad (2.1)$$

unde:

– $\dot{M}_g$ reprezintă debitul de gaze de ardere din camera de ardere;

– $\dot{M}_a$ reprezintă debitul de aer din camera de ardere;

– $\dot{M}_c$ reprezintă debitul de combustibil–injectat în camera de ardere.

Camerele de ardere se clasifică, din punct de vedere funcțional și constructiv, astfel:

–Camere de ardere individuale;

–Camere de ardere inelare;

–Camere de ardere mixte.

Din punct de vedere al sensului curgerii fluidului prin camera de ardere, acestea se clasifică în:

–Camere de ardere în echicurent unde direcția și sensul curgerii fluidului sunt identice cu cele ale curgerii prin sistem;

–Camere de ardere în contracurent;

–Camere de ardere radiale în care direcția curgerii fluidului coincide cu direcția radială a camerei. Modelul permite proiectarea unor motoare de dimensiuni mici.

Din punct de vedere al regimului de curgere al fluidului prin camera de ardere acestea sunt, în general, camere de ardere subsonice, deoarece viteza de ardere a amestecului este $M \approx 0.1$.

Din punct de vedere al modificării geometriei camerei de ardere, acestea se clasifică în:

–Camere de ardere cu geometrie fixă, nereglabile;

–Camere de ardere cu geometrie variabilă, reglabile.

IV. Turbina transformă energia termică a gazelor de ardere în energie cinetică pe care apoi o converteşte în lucru mecanic necesar antrenării compresorului şi agregatelor sistemului.

Din punct de vedere al curgerii fluidului, turbinele pot fi:

–Radiale;

–Axiale.

Din punct de vedere al regimului de curgere al fluidului în mişcare relativă într-un sistem legat de rotor, turbinele pot fi:

–Subsonice;

–Transonice;

–Supersonice;

Din punct de vedere al geometriei canalului de lucru, turbinele pot fi:

–Turbine reglabile;

–Turbine nereglabile.

Din punct de vedere al răcirii cu aer a elementelor componente, turbinele pot fi:

–Total răcite;

–Parţial răcite;

–Nerăcite.

V. Sistemul de evacuare are rolul de a transforma energia potenţială a gazelor în energie cinetică prin accelerarea fluidului de propulsie, în scopul realizării unei componente de reacţie a forţei de propulsie a sistemului.

Subsistemele componente ale sistemului de evacuare sunt:

1. Instalaţia de creştere a forţei de propulsie prin postcombustie;

2. Amortizorul de zgomot;

3. Ajutajul de reacţie;

4. Deviatorul de jet;

5. Reversorul de tracţiune.

1. Instalaţia de creştere a forţei de propulsie prin postcombustie realizează o creştere a forţei de propulsie a MTR cu *(10-50)%* din forţa motorului de bază. Acest lucru se obţine printr-o ardere suplimentară realizată în avalul turbinei după arderea principală. Pentru această ardere este folosit aerul, în exces, din gazele de ardere;

2. Amortizorul de zgomot reduce viteza de evacuare a gazelor de ardere realizând, astfel, scăderea nivelului de zgomot al jetului de gaze;

3. Ajutajul de reacţie poate fi simplu convergent sau convergent–divergent. Acesta poate avea o geometrie fixă sau variabilă deci, poate fi nereglabil sau reglabil;

4. Deviatorul de jet asigură o modificare a direcţiei jetului de gaze, cu un unghi cuprins în intervalul *(0÷90)°*, pentru a se obţine o componenţă a forţei de reacţie pe direcţia forţei portante a aeronavei. Sistemul este folosit pentru realizarea unor decolări pe distanţe scurte sau pentru decolări pe verticală;

5. Reversorul de tracţiune asigură o schimbare a sensului de curgere al gazelor de ardere cu *180°*. Este folosit pentru frânarea aeronavei, în condiţii meteo grele.

Din punct de vedere funcţional, aerul, aspirat şi comprimat de către compresor, este dirijat în camera de ardere unde primeşte o energie termică prin arderea amestecului carburant. O parte din această energie este folosită pentru antrenarea compresorului, prin intermediul turbinei, iar cealaltă parte este transformată în energie cinetică. Răspunsul fluidului, ca urmare a acţiunii sistemului asupra sa, reprezintă forţa de reacţiune. În momentul în care sistemul se deplasează este necesar ca acesta să învingă o serie de forţe de rezistenţă cum ar fi:

–Rezistența aerodinamică datorată formei sistemului de propulsie;

–Rezistența provocată de frecarea dintre fluid și interiorul sistemului;

–Rezistența provocată de frecarea dintre fluid și exteriorul sistemului;

–Rezistența jetului;

–Rezistența de undă etc.

Acea componentă a forței de reacțiune care participă, efectiv, la realizarea deplasării sistemului reprezintă forța de propulsie. Se ține seama că fiecare parte componentă a motorului participă la realizarea forței de propulsie. Astfel:

– $\vec{F}_{DA}$ reprezintă forța dezvoltată în dispozitivul de admisie. Sensul acestei forțe este identic sensului forței de propulsie;

– $\vec{F}_C$ reprezintă forța dezvoltată de către compresor. Această forță este forță de tracțiune fiind orientată în sensul deplasării aeronavei;

– $\vec{F}_{CA}$ reprezintă o componentă a forței de propulsie care ia naștere în camera de ardere. Această forță este cea mai complexă componentă a forței de propulsie a sistemului. Camera de ardere se comportă ca un triplu ajutaj: geometric (convergent), masic și termic;

– $\vec{F}_T$ reprezintă forța pe care sistemul o dezvoltă în turbina sa. Sensul acestei forțe este invers sensului forței de propulsie, deci este o forță activă;

– $\vec{F}_{SE}$ reprezintă o componentă de reacție a forței de propulsie furnizată de către sistemul de evacuare.

Ca urmare, forța de propulsie este diferența dintre $\left(\sum_{i=1}^{4}\vec{F}_i\right)$, suma forțelor de tracțiune, care apar în dispozitivul de admisie, compresor,

camera de ardere și în sistemul de evacuare și forța activă $\vec{F}_T$ generată de turbină, adică

$$\overrightarrow{F_p} = \sum_{i=1}^{4}\overrightarrow{F_i} - \overrightarrow{F_T}. \qquad (2.2.)$$

2.2.2. Parametrii și coeficienții motorului turboreactor

Pentru a putea stabili performanțele motorului vor trebui precizați parametrii care îl caracterizează. Practic, există 6 familii de parametrii:

I. Parametrii și coeficienții regimului de zbor;

II. Parametrii regimului de funcționare;

III. Parametrii și coeficienții termodinamici;

IV. Coeficienții de perfecțiune ai proceselor de curgere prin organele motorului;

V. Parametrii geometrici;

VI. Parametrii masici.

I. Parametrii regimului de zbor sunt viteza de evoluție a aeronavei, V și înălțimea de zbor, H. Coeficienții sau parametrii de similitudine ai regimului de zbor, M, și λ.

În general,

$$M = \frac{V}{a}, \qquad (2.3)$$

în care

–M reprezintă numărul Mach;

–V reprezintă viteza de zbor a aeronavei;

–a reprezintă viteza sunetului, $a = \sqrt{k \cdot R \cdot T_H}$;

–λ reprezintă numărul lui Ceaplâghin, definit prin

$$\lambda = \frac{V}{a_{cr}}, \qquad (2.4)$$

unde

$$a_{cr} = \sqrt{k \cdot R \cdot T_{cr}}$$

şi

$$T_{cr} = \frac{2}{k+1} \cdot T_H^*;$$

iar a_{cr} reprezintă viteza critică a sunetului.

Evident, când $M \to 0$, atunci $\lambda \to 0$ şi când $M \to \infty$, atunci $\lambda \to 2.56$.

II. Parametrul regimului de funcţionare este turaţia grupului turbocompresor.

În funcţie de turaţia grupului turbocompresor, n, se definesc regimurile de funcţionare ale motorului:

–Regimul maxim;

–Regimul nominal (de calcul) al motorului;

–Regimul de croazieră;

–Regimul de croazieră economică;

–Regimul de mers în gol (relanti).

III. Parametrii şi coeficienţii termodinamici sunt de trei tipuri:

1. Parametrii termodinamici statici ai fluidului de lucru: presiunea p, temperatura T, densitatea ρ, entropia s, definiţi în fiecare secţiune a sistemului;

2. Parametrii termodinamici frânaţi: p^*, T^* (i^*), ρ^*;

3. Coeficienţii termodinamici relativi: Θ, π_d, π_c^*,

unde:

–Θ este gradul de încălzire al fluidului de lucru,

$$\Theta = \frac{T_3^*}{T_H} \qquad (2.5)$$

–π_d reprezintă gradul de comprimare dinamică a fluidului de lucru (în afara sistemului de propulsie),

$$\pi_d = \frac{p_H^*}{p_H}; \qquad (2.6)$$

–π_c^* reprezintă gradul de comprimare mecanică a fluidului de lucru,

$$\pi_c^* = \frac{p_2^*}{p_1^*}. \qquad (2.7)$$

Dintre aceştia parametrii de bază ai motorului sunt π_c^* şi T_3^* sau Θ.

Parametrii de bază şi turaţia grupului turboreactor reprezintă parametrii fundamentali ai motorului turboreactor.

IV. Coeficienţii de perfecţiune ai proceselor de curgere prin organele motorului sunt următorii:

1. Coeficientul de pierdere de presiune totală, σ^*;

2. Coeficientul de pierdere de energie termică, ξ;

3. Coeficientul de pierdere de viteză a fluidului, φ;

4. Coeficientul de pierdere de lucru mecanic, η^*.

1. Din această categorie fac parte coeficienţii de pierdere de presiune totală în dispozitivul de admisie, în camera de ardere şi respectiv, în sistemul de evacuare, adică

$$\sigma_{da}^* = \frac{p_1^*}{p_H^*},\ \sigma_{ca}^* = \frac{p_3^*}{p_2^*} \text{ şi } \sigma_{se}^* = \frac{p_5^*}{p_4^*}; \qquad (2.8)$$

2. Coeficientul de pierdere de energie termică în camera de ardere, ξ_{ca}, este rezultatul transferului de căldură, între gazele de ardere şi mediul înconjurător şi arderii incomplete a amestecului proaspăt;

3. Coeficientul de pierdere de viteză a fluidului este provocat de pierderea de energie a fluidului în stratul limită din ajutajul de reacţie

$$\varphi_{ar} = \frac{C_5}{C_{5_{id}}} \qquad (2.9)$$

4. Coeficienţii de pierdere de lucru mecanic sau randamentul mecanic şi randamentele adiabatice ale turbinei şi compresorului sunt respectiv

$$\eta_m = \frac{P_C}{P_T};\ \eta_T^* = \frac{l_T^*}{l_{T\,id}^*};\ \eta_C^* = \frac{l_{C\,id}^*}{l_C^*}, \qquad (2.10)$$

în care

–P_c reprezintă puterea consumată de către compresor;

–P_T reprezintă puterea produsă de către turbină.

V. Parametrii geometrici sunt reprezentaţi de ariile minime ale secţiunilor de trecere ale fluidului de lucru care influenţează performanţele sistemului, adică

–A_5, care reprezintă aria minimă a ajutajului de reacţie;

–A_3^*, care reprezintă aria secţiunii de ieşire a canalului de lucru, din primul stator al turbinei.

VI. Parametrii masici sunt:

–Debitul de aer, $\dot{M}_a$;

–Debitul de combustibil, $\dot{M}_c$;

–Debitul de gaze, $\dot{M}_g$.

Evident, între aceşti parametrii masici există relaţia cunoscută

$$\dot{M}_g = \dot{M}_a + \dot{M}_c.$$

2.2.3. Condiţia de funcţionare în regim staţionar

Prin funcţionare în regim staţionar se înţelege regimul la care, în orice secţiune, parametrii cinematici şi termodinamici ai fluidului sunt constanţi în timp. Pentru a realiza fizic un asemenea regim staţionar trebuie ca turaţia grupului turbocompresor să fie constantă ceea ce înseamnă, ca puterea produsă de către turbină să fie egală cu puterea consumată de către compresorul motorului şi agregatele acestuia.

Fie

–P_T, puterea produsă de către turbină

$$P_T = \dot{M}_g \cdot l_T^*; \qquad (2.11)$$

–P_C, puterea consumată de către compresor

$$P_C = \dot{M}_a \cdot l_C^*. \qquad (2.12)$$

Atunci, bilanţul de puteri devine

$$\eta_m \cdot P_T = P_C + P_a, \qquad (2.13)$$

unde:

–P_a este puterea consumată de către agregatele motorului;

–η_m reprezintă randamentul mecanic al lagărelor.

Înlocuind cele două puteri în relaţia (2.13) se obţine

$$\eta_m \cdot \dot{M}_g \cdot l_T^* = \dot{M}_a \cdot l_C^* + P_a.$$

Ţinând seama că

$$\dot{M}_g = \dot{M}_a + \dot{M}_C,$$

atunci

$$\eta_m \cdot (\dot{M}_a + \dot{M}_C) \cdot l_T^* = \dot{M}_a \cdot l_C^* + P_a$$

sau

$$\eta_m \cdot \dot{M}_a \cdot l_T^* + \eta_m \cdot \dot{M}_C \cdot l_T^* = \dot{M}_a \cdot l_C^* + P_a. \qquad (2.14)$$

În general, puterea consumată de agregate este

$$P_a \cong \eta_m \cdot \dot{M}_C \cdot l_T^*. \qquad (2.15)$$

Deci, în final, relaţia (2.14) devine

$$\eta_m \cdot l_T^* = l_C^*, \qquad (2.16)$$

adică se obţine condiţia de regim staţionar specifică MTR.

2.2.4. Calculul excesului de aer

În camera de ardere a motorului are loc un dublu proces termodinamic, pe de o parte, arderea stoechiometrică a combustibilului şi, pe de altă parte, amestecarea produselor de ardere, din arderea stoechiometrică, cu aer, pentru a se asigura răcirea acestora.

În timpul arderii stoechiometrice se degajă o energie termică ce conduce, în final, la o temperatură de ardere de circa $T_a \approx (2200 \div 2300)\ K$ (pentru amestec aer+petrol de aviaţie). La această temperatură, produsele de ardere ce părăsesc camera de ardere intră în contact cu părţile materiale ale sistemului, în principal, cu paletele de turbină. Deoarece, paletele de turbină sunt realizate din aliaje de oţel, acestea nu pot rezista, din punct de vedere mecanic şi termic, la temperaturi atât de mari. Rezistenţa lor mecanică se limitează la temperaturi de maxim $T_{P\,max} \approx 1500\ K$ şi, aceasta, în cazul când sunt foarte bine răcite.

Produsele de ardere, aflate la temperatura T_a, sunt răcite cu aer din fluxul secundar astfel, încât, ajung la temperatura $T_{P\,max}$ sau T_3^*.

Principial, procesul de amestecare, în camera de ardere, este reprezentat în figura nr. 2.2.

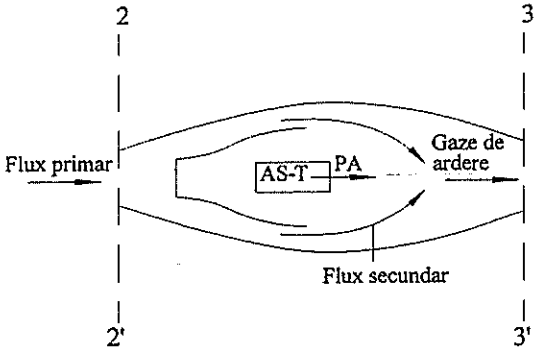


Fig. 2.2

În figură prescurtările reprezintă:

–AS, ardere stoechiometrică;

–PA, produse de ardere.

Evident, temperatura T_3^* depinde de compoziţia gazelor de ardere. Dacă această temperatură este scăzută atunci excesul de aer α, al gazelor de ardere, va fi mai mare.

Pentru calculul excesului de aer al gazelor de ardere se foloseşte ecuaţia conservării energiei aplicată proceselor de ardere şi de amestecare din camera de ardere a motorului. Astfel, suma energiilor totale ale substanţelor care pătrund în camera de ardere, la care se adaugă energia rezultată din arderea amestecului aer–combustibil, trebuie să fie egală cu energia totală a substanţelor care părăsesc camera de ardere.

În camera de ardere are loc amestecul aerului cu combustibilul injectat.

Energia totală a unui kilogram de aer este i_2^*. Energia datorată fluxului de aer din camera de ardere este $\dot{M}_a \cdot i_2^*$.

Entalpia unui kilogram de combustibil în stare gazoasă este i_c.

Energia totală a combustibilului injectat şi apoi vaporizat este $\dot{M}_c \cdot i_c$.

Prin arderea unui kilogram de combustibil se degajă o cantitate de căldură egală cu puterea calorică inferioară a combustibilului, P_{ci}. Energia termică degajată, în urma arderii, este $\dot{M}_c \cdot P_{ci}$.

Din această energie o parte se pierde, datorită transferului de căldură cu mediul înconjurător şi arderii incomplete. Astfel, energia, reală, preluată de gazele de ardere este $\xi_{ca} \cdot \dot{M}_c \cdot P_{ci}$.

Energia unui kilogram de gaze de ardere, la ieşirea din camera de ardere, este $\dot{M}_g \cdot i_3^*$.

Conform ecuației de conservare a energiei

$$\dot{M}_a \cdot i_2^* + \dot{M}_c \cdot i_c + \xi_{ca} \cdot \dot{M}_c \cdot P_{ci} = \dot{M}_g \cdot i_3^*$$

sau

$$\dot{M}_a \cdot i_2^* + \dot{M}_c (i_c + \xi_{ca} \cdot P_{ci}) = \dot{M}_g \cdot i_3^* \qquad (2.17)$$

Deoarece $i_c \approx (200 \div 300)$ *kJ/kg*, și $P_{ci} \approx$ *43000 kJ/kg*, atunci $i_c << \xi_{ca} \cdot P_{ci}$. Ca urmare, relația (2.17) devine

$$\dot{M}_a \cdot i_2^* + \dot{M}_c \cdot \xi_{ca} \cdot P_{ci} \cong \dot{M}_g \cdot i_3^*$$

sau

$$\dot{M}_a \cdot i_2^* + \dot{M}_c \cdot \xi_{ca} \cdot P_{ci} \cong (\dot{M}_a + \dot{M}_c) \cdot i_3^* . \qquad (2.18)$$

Împărțind relația (2.18) prin $\dot{M}_a$ se obține

$$i_2^* + \frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_a} \cdot P_{ci} \cdot \xi_{ca} = (1 + \frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_a}) \cdot i_3^* , \qquad (2.19)$$

în care, evident,

$$\frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_a} = f(\alpha) .$$

Pentru stabilirea excesului de aer α se aplică următoarea schemă:

–Pentru arderea a *1 kg* combustibil sunt necesare *minL kg* aer ($\alpha=1$ ardere stoechiometrică);

–Pentru *1 kg* de combustibil se introduc $\alpha \cdot minL$ *kg* aer ($\alpha \neq 1$);

–Pentru $\dot{M}_c$ *kg* de combustibil se introduc $\dot{M}_a$ *kg* de aer ($\alpha \neq 1$).

Rezultă imediat $\dot{M}_a = \dot{M}_c \cdot \alpha \cdot min\, L$ de unde $\frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_a} = m_c = \frac{1}{\alpha \cdot min\, L}$.

În cazul petrolului de aviație, *minL=14,67 kg aer/kg* combustibil.

Ecuația (2.19) devine

$$i_2^* + \frac{P_{ci} \cdot \xi_{ca}}{\alpha \cdot min\, L} = (1 + \frac{1}{\alpha \cdot min\, L}) \cdot i_3^* ,$$

în care

$i_3^* = f(T_3^*, \alpha)$ unde, în general, $\alpha=1 \div 6$.

Ca atare,

$$i_2^* + \frac{P_{ci} \cdot \xi_{ca}}{\alpha \cdot min\, L} = (1 + \frac{1}{\alpha \cdot min\, L}) \cdot i_3^*(T_3^*, \alpha) . \qquad (2.20)$$

Din această ecuație α se poate determina prin două metode:

–Metoda grafică;

–Metoda analitică (aproximativă).

Metoda grafică presupune construcția a două funcții de α, reprezentate de cei doi termeni ai ecuațiilor, respectiv

$$f_1(\alpha) = i_2^* + \frac{P_{ci} \cdot \xi_{ca}}{\alpha \cdot min\, L}$$

și

$$f_2(\alpha) = \left(1 + \frac{1}{\alpha \cdot min\, L}\right) \cdot i_3^*(T_3^*, \alpha) .$$

Temperatura T_3^* se stabilește inițial în gama *(1100÷1500) K*. Astfel, pentru diferite valori α_i și aceeași temperatură maximă se citesc din tabele valorile entalpiei $i_{3,i}^*$. La intersecția funcțiilor $f_1(\alpha)$ și $f_2(\alpha)$, figura nr. 2.3.

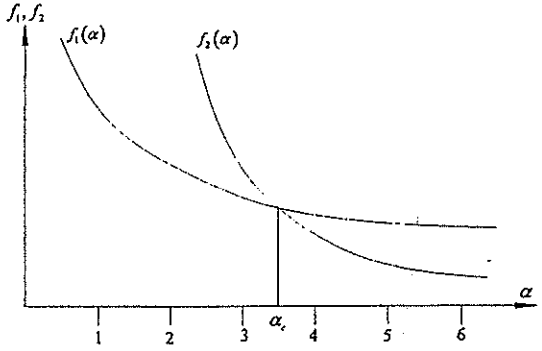


Fig. 2.3

se obține, α_c=2,5-5.

În cazul metodei analitice se presupune o lege de variație a entalpiei de forma

$$i_\alpha = i_{\alpha\ aer\to\infty} + \frac{1}{\alpha}\cdot(i_{\alpha\ p_H=1} - i_{\alpha\to\infty})$$

care aplicată pentru aceeași temperatură T_3, devine

$$i_3^* = i_{\alpha_{T_3^*}\to\infty} + \frac{1}{\alpha}\cdot(i_{\alpha_{T_3^*}=1} - i_{\alpha_{T_3^*}\to\infty}) \qquad (2.21)$$

care, de fapt, reprezintă funcția

$$i_3^* = f(\alpha, T_3^*).$$

Înlocuind în ecuația finală a energiei (2.20) se pot afla valorile α_c și, implicit, entalpia i_3^*.

2.2.5. Ciclul real

2.2.5.1. Ipoteze

Prin ciclu se înțelege succesiunea de evoluții pe care le parcurge fluidul de lucru și care are, ca efect final, creșterea vitezei proprii sau accelerarea sa.

Pentru reprezentarea ciclului real se consideră următoarele ipoteze:

1. Evoluțiile de admisie și de evacuare sunt izentalpice, în parametrii frânați;

Această ipoteză are la bază următoarele considerente fizice:

–MTR este traversat de un debit de fluid, de obicei, cuprins între zeci sau sute de kilograme de aer pe secundă;

–Viteza de deplasare a fluidului, prin sistem, variază de la *(100÷150) m/s* până la *(700÷800) m/s;*

2. Datorită vitezei mari de circulație a fluidului, durata în care acesta se află în contact cu elementele materiale ale sistemului este foarte redusă. Astfel, schimbul de energie dintre fluid și sistem este foarte mic, practic, neglijabil. În consecință, în dispozitivul de admisie și în sistemul de evacuare entalpia se conservă;

3. Evoluțiile de comprimare, în compresor, și de destindere, în turbină, ale fluidului de lucru, sunt adiabatice și neizentropice;

4. Evoluția de ardere care, în condiții ideale, este izobară, în condiții reale este o politropică foarte aproape, ca alură, de o izobară;

5. Se neglijează, pe durata arderii, procesul de disociere a componentelor produselor de ardere;

6. Destinderea gazelor de ardere se face până la o presiune egală cu presiunea exterioară deci destinderea este completă;

7. Ciclul se închide, în exteriorul sistemului de propulsie, printr-o evoluție izobară, de presiune p_H.

2.2.5.2. Trasarea ciclului

În coordonate *i–s* ciclul real al MTR arată ca în figura nr. 2.4.

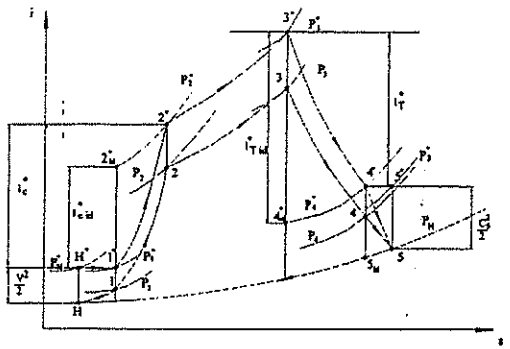


Fig. 2.4

2.2.5.3. Lucru mecanic produs pe ciclu

Pe baza ciclului real se poate determina, pentru început, lucrul mecanic produs, pe ciclu.

Lucrul mecanic al ciclului MTR, abreviat L_{MTR}, reprezintă energia produsă de fluidul ce parcurge acest ciclu. Din punct de vedere fizic, L_{MTR} reprezintă diferența dintre lucrul mecanic și energia produse, prin destinderea gazelor de ardere, în turbină și sistemul de evacuare, și lucrul mecanic și energia consumate pentru comprimarea mecanică și dinamică a fluidului de lucru, în dispozitivul de admisie, respectiv în compresorul motorului, adică

$$L_{MTR}=L_{Destindere}-L_{Comprimare}=L_D-L_C. \qquad (2.22)$$

În această relație, lucrul mecanic de destindere, este

$$L_D=\dot{M}_g\cdot(i_3^*-i_5)=\dot{M}_g\cdot(i_3^*-i_4^*)+\dot{M}_g\cdot(i_4^*-i_5), \qquad (2.23)$$

în care

$$i_4^*=i_5^*=i_5+\frac{C_5^2}{2}$$

sau

$$i_4^*-i_5=\frac{C_5^2}{2}.$$

Ca urmare, relația (2.23) devine

$$\dot{M}_g\cdot(i_3^*-i_4^*)+\dot{M}_g\cdot\frac{C_5^2}{2}=P_T+\dot{M}_g\cdot\frac{C_5^2}{2}$$

deoarece

$$i_3^*-i_4^*=l_T^*$$

și

$$\dot{M}_g\cdot l_T^*=P_T.$$

Totodată, lucrul mecanic de comprimare este

$$L_C=\dot{M}_a\cdot(i_2^*-i_H)=\dot{M}_a\cdot(i_2^*-i_1^*)+\dot{M}_a\cdot(i_1^*-i_H) \qquad (2.24)$$

sau

$$L_C=\dot{M}_a\cdot(i_2^*-i_1^*)+\dot{M}_a\cdot\frac{V^2}{2}=P_C+\dot{M}_a\cdot\frac{V^2}{2},$$

deoarece

$$i_1^*=i_H^*=i_H+\frac{V^2}{2},$$

$$i_2^*-i_1^*=l_C^*$$

și

$$\dot{M}_a\cdot l_C^*=P_C.$$

Înlocuind în relația (2.22) se obține

$$L_{MTR}=P_T+\dot{M}_g\cdot\frac{C_5^2}{2}-P_C-\dot{M}_a\cdot\frac{V^2}{2}=\dot{M}_g\cdot\frac{C_5^2}{2}-\dot{M}_a\cdot\frac{V^2}{2}$$

adică, în final,

$$L_{MTR} = \dot{M}_g \cdot \frac{C_5^2}{2} - \dot{M}_a \cdot \frac{V^2}{2}. \qquad (2.25)$$

Din punct de vedere fizic, lucrul mecanic produs pe ciclu este folosit pentru accelerarea fluidului de lucru în secțiunea de ieșire.

Se definește lucrul mecanic specific al MTR, l_{MTR}, relația

$$l_{MTR} = \frac{L_{MTR}}{\dot{M}_a} = (1 + m_c) \cdot \frac{C_5^2}{2} - \frac{V^2}{2}. \qquad (2.26)$$

Ținând seama că

$$\dot{M}_g = \dot{M}_a + \dot{M}_c = \dot{M}_a \cdot (1 + m_C) \text{ și } m_c << 1$$

atunci

$$l_{MTR} \approx \frac{1}{2} \cdot (C_5^2 - V^2). \qquad (2.27)$$

Evident, $l_{MTR} > 0$, numai dacă $C_5 > V$.

O caracteristică importantă a MTR și a turbomotoarelor este aceea că viteza fluidului de lucru, la ieșirea din sistem, este mai mare decât viteza de zbor.

Energia produsă de către sistem este folosită pentru accelerarea fluidului de propulsie. Această energie se transformă în lucru mecanic astfel încât forța de acțiune a sistemului asupra fluidului, înmulțită cu deplasarea fluidului, să fie egală cu energia produsă de către sistem. Conform principiului acțiunii și reacțiunii, la această acțiune a sistemului, fluidul va reacționa cu o forță egală și de semn contrar. Această forță generează forța de propulsie pentru orice navă echipată cu acest sistem. forță cât mai mare, dar nu maximă.

2.2.6. Studiul caracteristicilor de exploatare

2.2.6.1. Generalități

Prin caracteristică de exploatare se înțelege ansamblul de curbe ce cuprinde variațiile performanțelor fundamentale ale MTR în funcție de

parametrii regimului de zbor și parametrii regimului de funcționare ai motorului.

Ca performanțe se pot enumera F și c_{sp}. Din categoria parametrilor regimului de zbor fac parte viteza de zbor V, și înălțimea de zbor H, iar din categoria parametrilor regimurilor de funcționare, turația n. Se pot defini trei familii de caracteristici de exploatare ale MTR:

1. Caracteristica de viteză;
2. Caracteristica de înălțime;
3. Caracteristica de turație.

Primele două caracteristici se pot studia simultan, dacă în locul lui V și H se folosește criteriul de similitudine al regimului de zbor adică, numărul Mach, M. În acest mod, se definește caracteristica de zbor a MTR.

Caracteristicile de zbor și de turație se pot trata simultan dacă se introduc parametrii de similitudine corespunzători performanțelor motorului, regimului de zbor și regimului de funcționare al motorului.

Se obține, astfel, o caracteristică universală a MTR care generalizează cele trei caracteristici de exploatare definite mai sus.

2.2.6.2. Caracteristica de viteză a MTR

Prin caracteristica de viteză se înțelege ansamblul de curbe ce conține variațiile F, c_{SP}, în funcție de viteza V, în condițiile în care $H = ct.$, $n = ct.$ și egală cu turația nominală (de calcul) a motorului.

Analitic, caracteristica de viteză se exprimă prin

$$\begin{cases} F = F(V)_{n=ct.,H=ct.} \\ c_{SP} = c_{SP}(V)_{n=ct.,H=ct.} \end{cases} \qquad (2.44)$$

2.2.6.2.1. Influența vitezei de zbor asupra debitului de aer

Se ține seama că,

$$F = \dot{M}_a \cdot F_{SP}.$$

În condițiile în care crește viteza de zbor, se mărește energia specifică a fluidului ce pătrunde în motor. Acest lucru înseamnă creșteri ale temperaturii frânate a aerului, T_H^*, proporțională cu V^2, a presiunii p_H^* proporțională cu V^7 și a densității ρ_H^*, proporțională cu V^5.

În ipoteza în care geometria dispozitivului de admisie este invariabilă, debitul de aer variază cu ρ_H^* și C_a, viteza axială de circulație a aerului prin sistem. Deoarece $n = ct.$, viteza de deplasare a fluidului prin sistem va fi constantă, ceea ce face ca debitul de fluid să varieze proporțional cu V^5

Dacă se admite, debitul raportat, definit prin relația

$$\overline{\dot{M}_a} = \left(\dot{M}_a / \dot{M}_{a_0}\right), \qquad (2.45)$$

unde $\dot{M}_{a_0}$ este debitul de aer la punct fix, atunci se poate reprezenta $\overline{\dot{M}_a} = f(V)$, ca în figura nr. 2.19.

Fig. 2.19

2.2.6.2.2. Influența vitezei de zbor asupra forței specifice

În ipoteza în care destinderea gazelor de ardere este completă și m_c<<1, atunci, din relația cunoscută

$$F_{SP} = (1 + m_c) \cdot C_5 - V,$$

se obține, în primă aproximație, expresia

$$F_{SP} \cong C_5 - V. \qquad (2.46)$$

Așa cum s-a arătat în paragraful anterior C_5=$C_5(V)$. Ca atare, este necesar să se stabilească, din punct de vedere fizic, influența vitezei de zbor asupra vitezei de evacuare a gazelor de ardere, C_5.

În acest scop, se prezintă, comparativ, în figura nr. 2.20, ciclurile reale ale MTR pentru două viteze oarecare de zbor

$$V_2 > V_1.$$

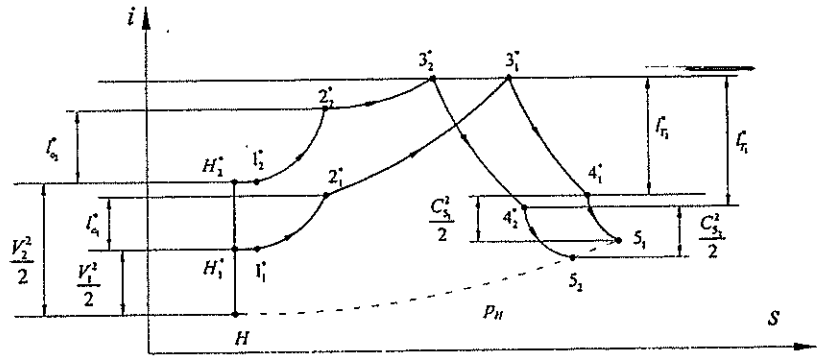


Fig. 2.20

Se poate constata că:

–La creșterea vitezei de zbor crește energia specifică a fluidului în amontele sistemului și, în condițiile în care pierderea de presiune în dispozitivul de admisie se modifică foarte puțin cu regimul de zbor, vor rezulta creșteri ale presiunii totale și entalpiei totale ale fluidului la intrarea în compresor;

–Deoarece turația grupului turbocompresor este constantă rezultă că lucrul mecanic de comprimare este constant și nu depinde de regimul de zbor, deci $l_{C_1}^* = l_{C_2}^*$;

–În aceste condiţii, se îmbunătăţesc parametrii termodinamici ai aerului la intrarea în camera de ardere a sistemului, $i^*_{2_2} > i^*_{2_1}$, $p^*_{2_2} > p^*_{2_1}$;

–Deoarece temperatura maximă a gazelor de ardere, T^*_3, depinde numai de turaţia motorului, la $n=ct.$,$T^*_3=ct.$, într-o primă aproximaţie, $i^*_3 = ct.$ şi nu depinde de regimul de zbor. În aceste condiţii, evoluţia de ardere, între stările *2* şi *3*, se deplasează către valori mai mici ale entropiei (spre stânga) fapt ce conduce la două consecinţe importante pentru motor:

–Creşte energia potenţială a gazelor de ardere la intrarea în turbină ($p^*_{3_2} > p^*_{3_1}$);

–Energia termică înmagazinată de fluid în camera de ardere scade. Această scădere este echivalentă, fizic, cu o creştere a excesului de aer al gazelor de ardere. Ca urmare, la o creştere a vitezei de zbor crcştc excesul de aer $\left(i^*_3 - i^*_2\right)_2 < \left(i^*_3 - i^*_2\right)_1$ şi $\alpha_2 > \alpha_1$.

–Deoarece $l^*_T = l^*_C$ atunci $l^*_{T_1} = l^*_{T_2}$. Ca atare, se măreşte presiunea totală a gazelor de ardere la intrare în sistemul de evacuare, $p^*_{4_2} > p^*_{4_1}$;

–Întrucât destinderea gazelor de ardere este completă creşte energia disponibilă a gazelor de ardere în sistemul de evacuare, $\Delta i_{se_2} > \Delta i_{se_1}$ ceea ce înseamnă că viteza de evacuare a gazelor de ardere se va mări, $C_{5_2} > C_{5_1}$.

Deci, la creşterea vitezei de zbor se va mări viteza de evacuare a gazelor de ardere, figura nr. 2.21. Se suprapune *V=f(V)*, şi se obţine, în final, $F_{SP}=f(V)$.

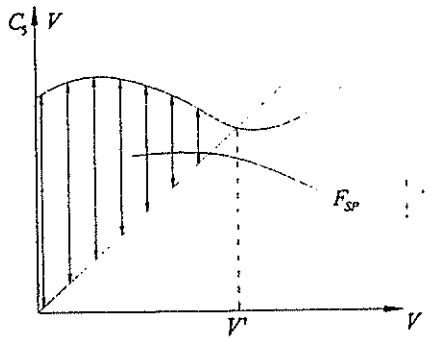


Fig. 2.21

Se observă că F_{sp} scade odată cu creşterea vitezei până la o viteza V' unde ea se anulează.

Notând forţa specifică relativă prin

$$\overline{F_{SP}} = \frac{F_{SP}}{F_{SP_0}},$$

atunci, pe baza celor două tendinţe de variaţie cu V ale $\dot{M}_a$ şi $\overline{F_{SP}}$, se poate reprezenta, ca în figura nr. 2.22, variaţia forţei de propulsie relative,

$$\overline{F} = \frac{F}{F_0},$$

în funcţie de viteză, pentru *H*=ct..

În figură *DU* reprezintă domeniul uzual de viteze de zbor, care corespund la $M \in [0.85\text{-}0.9]$.

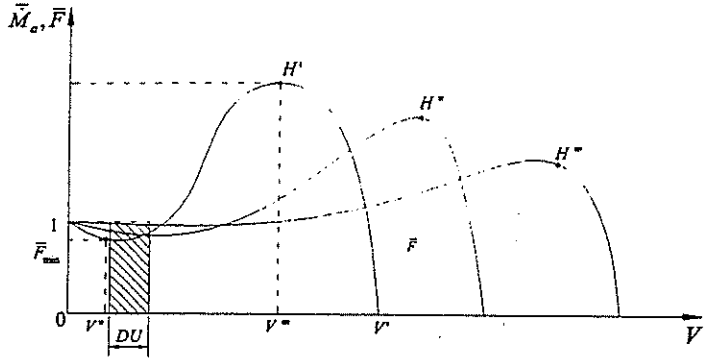


Fig. 2.22

Pentru H'=ct. se pot defini trei viteze caracteristice:

- V'', la care $\bar{F}_{min}$, ea corespunde la $1<M<1.5$;
- V''', pentru care $\bar{F}_{max}$, ea corespunde $2.5<M<3$;
- V', la care $\bar{F}$ se anulează.

La înălțimea H, un MTR poate dezvolta o forță pentru viteze între 0 și V'. În gama de viteze uzuală, DU, variația lui F este mică, astfel că, într-o primă aproximație, se poate considera forța constantă.

Dacă se mărește înălțimea de zbor, $H'' > H'$, curba se modifică. Pentru $H''' > H''$ se mărește domeniul de viteze în care motorul dezvoltă o forță de tracțiune. La punct fix, forța maximă a motorului este aproximativ egală cu $2 \cdot \bar{F}_{min}$, adică

$$\bar{F}_{max} \approx 2 \cdot \bar{F}_{min}.$$

Pe măsură ce înălțimea crește, V' se mărește iar forța maximă se micșorează. Se poate întâmpla ca $\bar{F}_{max} < \bar{F}_0 = 1$.

2.2.6.2.3. Influența vitezei de zbor asupra consumului specific

Prin definiție consumul specific, este dat de relația:

$$c_{sp} = 3600 \cdot \frac{\dot{M}_c}{F} = 3600 \cdot \frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_a} \cdot \frac{1}{F_{SP}} = \frac{3600}{\alpha \min L} \cdot \frac{1}{F_{SP}}.$$

Ca urmare, se poate considera, din punct de vedere fizic

$$c_{SP} \sim \frac{1}{\alpha \cdot F_{SP}}. \qquad (2.47)$$

Având în vedere variațiile mărimilor raportate, $\bar{F}_{SP}$ și $\bar{\alpha}$ se poate reprezenta variația consumului specific relativ $\bar{c}_{SP} = \frac{c_{SP}}{c_{SP_0}}$, în funcție de viteză, pentru H=ct., ca în figura nr. 2.23.

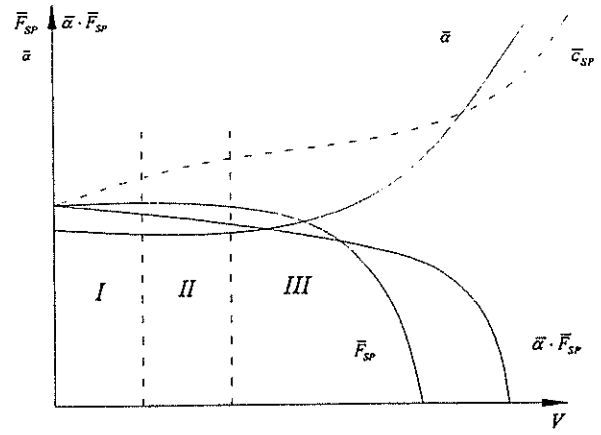


Fig. 2.23

Se poate observa că:

–În zona I se constată o ușoară creștere a $\bar{c}_{sp}$ cu viteza de zbor, corespunzătoare unui $1.2<M<1.5$;

–În zona a II–a, pentru $1.5<M<2$, se poate considera $\bar{c}_{sp} = ct.$ sau cu variații mici;

–În zona a III–a, pentru $M>2$ se poate considera $\bar{c}_{sp}$ crescător cu viteza de zbor.

În sinteză, se poate reprezenta caracteristica de viteză, ca în figura nr. 2.24.

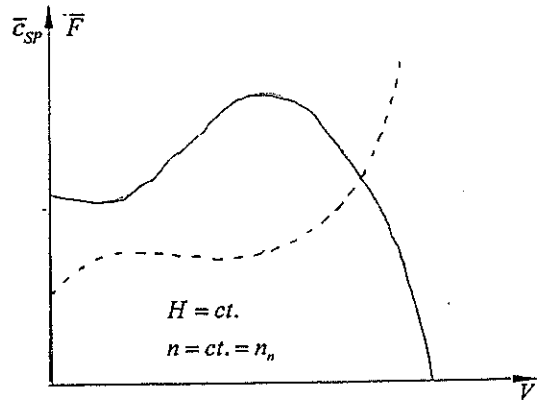


Fig. 2.24

2.2.6.3. Caracteristica de înălțime a MTR

Prin caracteristica de înălțime se înțelege ansamblul de curbe ce cuprinde variațiile forței de propulsie F și c_{SP} în funcție de înălțime în condițiile în care $V=ct.$ și $n=ct.=n_n$.

Analitic, caracteristica de înălțime la $n=n_n^!$ se exprimă prin

$$\begin{cases} F = F(H)_{n=ct.,V=ct.} \\ c_{SP} = c_{SP}(H)_{n=ct.,V=ct.} \end{cases} \tag{2.48}$$

2.2.6.3.1. Influența înălțimii de zbor asupra debitului de aer

Ca și în cazul anterior, se poate face o analiză separată, în funcție de înălțimea de zbor, a tuturor factorilor.

În condițiile date, geometria dispozitivului de admisie este invariabilă, $n=n_n=ct.$, ceea ce implică o constanță a vitezei de circulație a fluidului în sistem, $\dot{M}_a$ se va modifica proporțional cu ρ_H^*. Cum $V=ct.$ atunci $\dot{M}_a \sim \rho_H$ (densitatea aerului) din amontele sistemului.

De obicei, densitatea este cea corespunzătoare structurii atmosferei terestre, respectiv atmosferei standard. La nivelul mării se cunosc toți parametrii termodinamici, adică:

$$T_0 = 288K; p_0 = 1.01325 \cdot 10^5 \frac{N}{m^2}; \rho_0 = 1.24 \frac{kg}{m^3}.$$

Se prezintă, în continuare, variațiile parametrilor atmosferei standard pe fiecare strat al acesteia. Astfel, în:

–Troposferă H=[0; 11] km

$$\begin{cases} T_H = T_0 \cdot (1 - \frac{6.5}{288} \cdot H); \\ p_H = p_0 \cdot (1 - \frac{6.5}{288} \cdot H)^{5.2553}; \\ \rho_H = \rho_0 \cdot (1 - \frac{6.5}{288} \cdot H)^{4.2553}; \end{cases} \tag{2.49}$$

–Stratosferă H=[11; 25] km

$$\begin{cases} T_H = ct. = T_{11} = 216.5K; \\ p_H = p_{11} \cdot e^{\frac{H-11}{6.318}}; p_{11} = 0.223 \cdot 10^5 \frac{N}{m^2}; \\ \rho_H = \rho_{11} \cdot e^{\frac{H-11}{6.318}}; \rho_{11} = 0.365 \frac{kg}{m^3}. \end{cases} \tag{2.50}$$

În mod normal, avioanele civile de pasageri evoluează la înălțimi $H \leq 11$ km, adică în troposferă.

Ținând seama de variația densității aerului cu înălțimea, se obține, variația debitului raportat, ca în figura nr. 2.25.

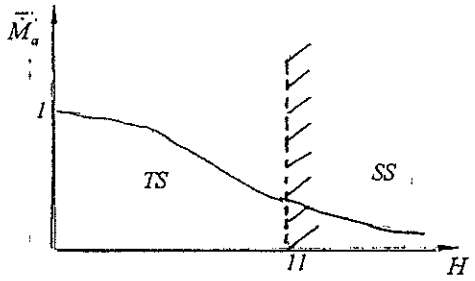


Fig. 2.25

Se observă o scădere continuă a debitului, la creşterea înălţimii.

2.2.6.3.2. Influenţa înălţimii de zbor asupra vitezei de evacuare a gazelor de ardere

Pentru a analiza influenţa înălţimii de zbor asupra vitezei de evacuare a gazelor de ardere adică $C_5 = C_5(H)$, se consideră două cicluri reale ale aceluiaşi motor pentru două înălţimi de zbor diferite, $H_2 > H_1$, ca în figura nr. 2.27.

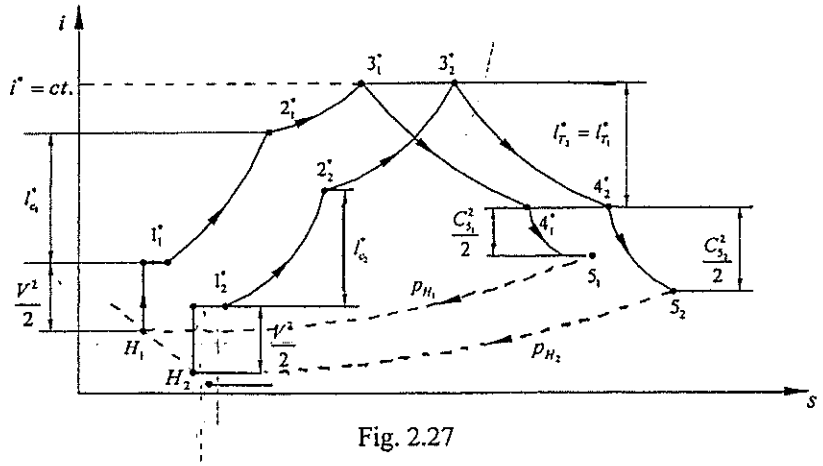


Fig. 2.27

Din figură se constată că:

–La creşterea înălţimii de zbor, în condiţiile în care pierderea de presiune în dispozitivul de admisie nu se modifică, esenţial, cu regimul de

zbor, va rezulta o înrăutăţire a parametrilor termodinamici ai aerului la intrarea în compresor;

–Deoarece n=ct. atunci $l_{c_1}^* = l_{c_2}^*$. Aceasta, face ca la creşterea înălţimii să se constate o scădere a presiunii aerului la intrare în camera de ardere;

–Deoarece $T_{3_{max}}^* = ct.$ atunci $i_{3_1}^* \approx i_{3_2}^*$, ceea ce face ca evoluţia de ardere să se deplaseze către entropii mai mari (spre dreapta). Ca urmare, se produce o scădere a presiunii aerului în camera de ardere. Această deplasare are două efecte mai importante:

–scăderea presiunii gazelor de ardere la intrarea în turbină $p_{3_2}^* < p_{3_1}^*$;

–creşterea variaţiei de entalpie a fluidului în camera de ardere, respectiv gazele de ardere acumulează mai multă energie. Acest proces este echivalent cu o scădere a excesului de aer în camera de ardere, adică

$$\left(i_3^* - i_2^*\right)_2 > \left(i_3^* - i_2^*\right)_1$$

şi

$$\alpha_2 < \alpha_1.$$

Prin urmare, dacă H creşte, α se micşorează.

Deoarece destinderea gazelor de ardere este completă, o scădere a presiunii, la intrarea în ajutaj, face ca energia disponibilă a gazelor de ardere să aibă o uşoară creştere, ca urmare a măririi lui H, adică:

$$\Delta i_{ar_2} > \Delta i_{ar_1}.$$

Deci, viteza de evacuare creşte uşor cu H. Viteza de evoluţie a aeronavei fiind constantă atunci F_{SP} va creşte identic cu viteza gazelor de ardere în troposferă. Toate aceste variaţii sunt reprezentate în figura nr. 2.27.

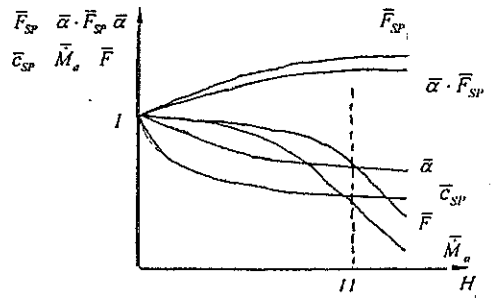


Fig. 2.27

Ţinând seama de alura caracteristicii de înălţime, figura nr. 2.28, atunci o aeronavă trebuie utilizată la regimul la care consumul specific este minim iar tracţiunea are valoarea cea mai mare adică la $H\in[10\div11]$ km.

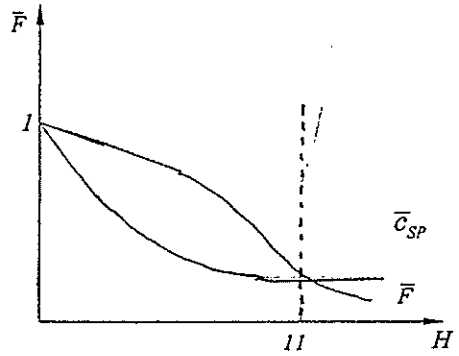


Fig. 2.28

2.2.6.4. Calculul caracteristicilor de viteză şi de înălţime ale MTR

Pentru a stabili legea de variaţie a $\dot{M}_a$, se face ipoteza că în secţiunea minimă a canalului de lucru, care este plasată la ieşirea din primul stator de turbină, regimul de curgere este întotdeauna critic, adică $\lambda_3' = 1$.

Se ţine seama că

$$F = \dot{M}_a \cdot F_{SP},$$

în care

$$\dot{M}_a = a \cdot \frac{p^*}{\sqrt{T^*}} \cdot q(\lambda) \cdot A \cdot \sin\alpha, \qquad (2.51)$$

iar, funcţia gazodinamică a debitului este

$$q(\lambda) = \lambda \cdot \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \cdot \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}}. \qquad (2.52)$$

În aceste ultime expresii:

- a=0.04, pentru aer;
- a'=0.0396, pentru gaze de ardere;
- p^* este presiunea totală;
- λ reprezintă numărul lui Ceaplâghin;

iar α este unghiul făcut de viteza absolută cu direcţia axială a curgerii.

Ca urmare, dacă fluidul nu se modifică din punct de vedere calitativ şi geometria canalului de lucru este invariabilă, se poate scrie relaţia

$$\dot{M}_{cr} \cdot \frac{\sqrt{T^*}}{p^*} = ct. \qquad (2.53)$$

Aplicând acest parametru pentru două regimuri diferite, în zbor şi la punct fix, în secţiunea 3'–3', unde $\dot{M}_g \cdot \frac{\sqrt{T^*}}{p_3^*} = ct.$ şi, nu depinde de regimul de zbor şi nici de regimul de funcţionare, atunci

$$\dot{M}_g \cdot \frac{\sqrt{T_3^*}}{p_3^*} = \dot{M}_{g_0} \cdot \frac{\sqrt{T_{3_0}^*}}{p_{3_0}^*}. \qquad (2.54)$$

Înlocuind expresia debitului de gaze, în funcţie de debitul de aer şi de aportul de combustibil, se obţine

$$M_a \cdot (1+m_c) = M_{a_0} \cdot (1+m_{c_0}) \cdot \sqrt{\frac{T_{3_0}^*}{T_3^*}} \cdot \frac{p_3^*}{p_{3_0}^*}$$

sau, neglijând m_c în raport cu 1, întrucât $m_c << 1$,

$$\dot{M}_a \cong \dot{M}_{a_0} \cdot \frac{p_3^*}{p_{3_0}^*} \cdot \sqrt{\frac{T_{3_0}^*}{T_3^*}} . \qquad (2.55)$$

Deoarece $n=ct.$ şi $T_3^* = ct.$, atunci

$$\dot{M}_a = \dot{M}_{a_0} \cdot \frac{p_3^*}{p_{3_0}^*} . \qquad (2.56)$$

Pe de altă parte, presiunea poate fi scrisă

$$p_3^* = \frac{p_3^*}{p_2^*} \cdot \frac{p_2^*}{p_1^*} \cdot \frac{p_1^*}{p_H^*} \cdot \frac{p_H^*}{p_H} \cdot p_H$$

sau

$$p_3^* = p_H \cdot \pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^* . \qquad (2.57)$$

Cum, la punct fix,

$$p_{3_0}^* = p_0 \cdot 1 \cdot \sigma_{da_0}^* \cdot \pi_{c_0}^* \cdot \sigma_{ca_0}^*$$

atunci, raportul presiunilor devine

$$\frac{p_3^*}{p_{3_0}^*} = \pi_d \cdot \frac{p_H}{p_0} \cdot \frac{\sigma_{da}^*}{\sigma_{da_0}^*} \cdot \frac{\pi_c^*}{\pi_{c_0}^*} \cdot \frac{\sigma_{ca}^*}{\sigma_{ca_0}^*} . \qquad (2.58)$$

Întrucât

$$\sigma_{da}^* \approx \sigma_{da_0}^*$$

şi

$$\sigma_{ca}^* \approx \sigma_{ca_0}^* ,$$

raportul presiunilor se poate scrie

$$\frac{p_3^*}{p_{3_0}^*} \approx \frac{p_H}{p_0} \cdot \pi_d \cdot \frac{\pi_c^*}{\pi_{c_0}^*} , \qquad (2.59)$$

iar, debitul de aer va fi

$$\dot{M}_a = \dot{M}_{a_0} \cdot \frac{p_H}{p_0} \cdot \pi_d \cdot \frac{\pi_c^*}{\pi_{c_0}^*} , \qquad (2.60)$$

în care

$$\pi_d = \left(1 + \frac{V^2}{2 \cdot i_H}\right)^{\frac{k}{k-1}} .$$

Dacă se admite ipoteza că linia caracteristică de lucru a grupului turbocompresor urmăreşte o curbă de randament al comprimării constant atunci

$$\eta_c^* = \eta_{c_0}^* .$$

Ţinând seama că, la $n=ct.$

$$l_c^* = l_{c_0}^*$$

atunci

$$\frac{l_{c_{id}}^*}{\eta_c^*} = \frac{l_{c_{id_0}}^*}{\eta_{c_0}^*}$$

şi, imediat,

$$l_{c_{id}}^* = l_{c_{id_0}}^* .$$

Înlocuind expresiile lucrurilor ideale de comprimare

$$i_H^* \cdot (\pi_c^{*\frac{k-1}{k}} - 1) \cong i_0 \cdot (\pi_{c_0}^{*\frac{k-1}{k}} - 1) ,$$

rezultă

$$\pi_c = \left[1 + \frac{i_0 \cdot (\pi_{c_0}^{*\frac{k-1}{k}} - 1)}{i_H + \frac{V^2}{2}} \right]^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (2.61)$$

Ca urmare, raportul presiunilor devine

$$\frac{p_3^*}{p_{3_0}^*} = \frac{p_H}{p_0} \cdot \frac{1}{\pi_{c_0}^*} \cdot \left(1 + \frac{V^2}{2 \cdot i_H} \right)^{\frac{k}{k-1}} \cdot \left[1 + \frac{i_0 \cdot (\pi_{c_0}^{*\frac{k-1}{k}} - 1)}{i_H + \frac{V^2}{2}} \right]^{\frac{k}{k-1}}$$

sau

$$\frac{p_3^*}{p_{3_0}^*} = \frac{p_H}{p_0} \cdot \frac{1}{\pi_{c_0}^*} \cdot \left[1 + \frac{V^2}{2 \cdot i_H} + \frac{i_0}{i_H} \cdot \left(\pi_{c_0}^{*\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (2.62)$$

În final, expresia debitului capătă forma

$$\dot{M}_a = \dot{M}_{a_0} \cdot \frac{p_H}{p_0} \cdot \frac{1}{\pi_{c_0}^*} \cdot \left[1 + \frac{V^2}{2 \cdot i_H} + \frac{i_0}{i_H} \cdot \left(\pi_{c_0}^{*\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (2.63)$$

Pe de altă parte, în cazul destinderii complete

$$F_{SP} = (1 + m_c) \cdot C_5 - V$$

unde

$$m_c = \frac{1}{\alpha \cdot \min L} = \frac{i_3^* - i_2^*}{P_{ci} \cdot \xi_{ca}} \qquad (2.64)$$

iar

$$i_2^* = i_1^* + l_c^* = i_H^* + l_{c_0}^* = i_H + \frac{V^2}{2} + \frac{i_0 \cdot \left(\pi_{c_0}^{*\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}{\eta_{c_0}^*}. \qquad (2.65)$$

Înlocuind relația (2.65) în (2.64) rezultă expresia aportului de combustibil în camera de ardere

$$m_c = \frac{1}{P_{ci} \cdot \xi_{ca}} \cdot \left[i_{3_0}^* - i_H - \frac{V^2}{2} - \frac{i_0 \cdot \left(\pi_{c_0}^{*\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}{\eta_{c_0}^*} \right]. \qquad (2.66)$$

Viteza gazelor de ardere va fi, în acest caz,

$$C_5 = \varphi_{ar} \cdot \sqrt{2 \cdot \left\{ i_3^* \cdot \left[1 - A^{\frac{1-k'}{k'}} \right] - \frac{i_0 \cdot \left(\pi_{c_0}^{*\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}{\eta_c^* \cdot \eta_T^* \cdot \eta_m} \right\}},$$

în care

$$A = \left[\left(1 + \frac{V^2}{2 \cdot i_H} \right)^{\frac{k}{k-1}} \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^* \right],$$

și unde $\varphi_{ar}, i_3^*, \sigma_{da}^*, \sigma_{ca}^*, \eta_c^*, \eta_T^*, \eta_m, \pi_{c_0}^*, i_0$ sunt constante.

Consumul specific de combustibil va fi dat de relația

$$c_{SP} = \frac{3600}{P_{ci} \cdot \xi_{ca}} \cdot \frac{i_{3_0}^* - i_H - \frac{V^2}{2} - \frac{i_0 \cdot \left(\pi_{c_0}^{*\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}{\eta_{c0}^*}}{F_{SP}}. \qquad (2.67)$$

2.2.6.5. Caracteristica de turație a MTR

Prin caracteristica de turație se înțelege ansamblul de curbe care cuprinde variațiile performanțelor fundamentale ale MTR în funcție de turația grupului turbocompresor, în condițiile în care parametrii de zbor sunt constanți.

Analitic, se poate scrie

$$\begin{cases} F = F(n)_{V=ct.,H=ct.} \\ c_{SP} = c_{SP}(n)_{V=ct.,H=ct.} \end{cases} \qquad (2.68)$$

În general, funcționarea motorului este precizată printr-o dublă infinitate de caracteristici de turație. Dintre aceste caracteristici cea mai importantă este aceea ce se definește la punct fix, $H=0$ și $V=0$. Această caracteristică se determină la bancul de probă al motorului și, din acest motiv, se numește caracteristică de banc a MTR.

Dacă turația grupului crește, atunci se va mări viteza de circulație a fluidului prin sistem ceea ce va duce ca, în condițiile în care geometria sistemului este invariabilă, la creșterea debitului de aer ce traversează sistemul. Totodată, la creșterea turației, se măresc debitul de combustibil injectat în camera de ardere precum și temperatura frânată a gazelor din camera de ardere. În continuare, cresc lucrul mecanic produs de turbină și, concomitent, din condiția de funcționare staționară, lucrul mecanic consumat de compresor, deci și raportul de comprimare, π_c^*.

Ca urmare, energia disponibilă a gazelor de ardere (energia ce se transformă în energie cinetică în sistemul de evacuare) crește și, implicit, se va mări viteza de evacuare a gazelor de ardere. Acest lucru implică, mărirea forței de tracțiune a motorului.

Pentru că excesul de aer variază puțin cu turația, $\alpha \approx ct.$ și F_{SP} crește, atunci $\alpha \cdot F_{SP}$ crește, și $\frac{1}{\alpha \cdot F_{SP}}$ scade. Ca atare, c_{SP} se va micșora la creșterea turației.

Rezultă că, MTR este singurul sistem de propulsie la care c_{SP} scade la creșterea turației. Pentru anumite valori π_c^* și T_3^*, consumul specific poate avea un minim și, ca atare, motorul va avea un regim economic.

Cele două variații sunt reprezentate în figura nr. 2.29.

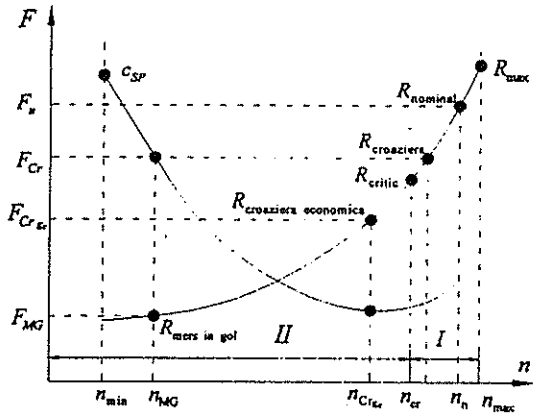


Fig. 2.29

2.2.6.5.1. Regimurile motorului

Pe caracteristica de turație se precizează următoarele turații limită:

–n_{min}, turația grupului turbocompresor sub care puterea pe care o dezvoltă turbina este insuficientă pentru a acoperi consumul de putere al compresorului, agregatelor motorului și cel provocat de diferite pierderi (mecanice, hidraulice). La o turație $n<n_{min}$ motorul nu poate funcționa, tendința de funcționare a grupului fiind aceea de a se opri. Pentru a putea fi pornit un motor, grupul turbocompresor va trebui să fie antrenat, din exterior, de către o sursă de putere până când turația lui este egală cu n_{min};

–n_{max}, turația la care, din punct de vedere mecanic și termic, paletele turbinei grupului turbocompresor încă mai rezistă. Pentru $n>n_{max}$ are loc distrugerea mecanică a paletelor de turbină rezultând distrugerea grupului turbocompresor.

Pe caracteristica de turație se definesc principalele regimuri de funcționare ale motorului. Astfel:

1. Regimul maxim al motorului, R_{max}, este regimul la care forța de tracțiune este maximă, turația grupului este maximă și temperatura gazelor de ardere are valoare maximă. La acest regim, motorul poate

funcționa, sigur și stabil, (*3–5*) minute, după care se distruge. El este folosit în cazuri deosebit de grele;

2. Regimul nominal, $R_{nominal}$, este regimul la care temperatura gazelor de ardere este temperatura maximă, turația este cea nominală, forța de tracțiune este *0.95–0.98* din forța maximă. La acest regim, motorul poate funcționa sigur *(15–30)* min. Acesta este regimul la care se proiectează motorul, de aceea se numește regimul de calcul;

3. Regimul de croazieră, $R_{croazieră}$, este acel regim la care forța de tracțiune a motorului este *0.75–0.85* din forța nominală a sa. Motorul poate funcționa un timp teoretic infinit și, practic, între două reparații capitale. Este regimul la care se folosește, în mod curent, motorul turboreactor. Se poate considera că, la acest regim, consumul global de combustibil este minim;

4. Regimul de croazieră economică, $R_{croazieră\ economică}$, este regimul în care consumul specific de combustibil este minim. Forța de tracțiune a motorului este *0.65–0.75* din forța nominală a motorului;

5. Regimul de mers în gol, R_{MG}, este regimul la care turația grupului este minimă, forța de tracțiune este *0.1–0.2* din forța nominală a motorului. La acest regim, motorul funcționează imediat după pornire. El este folosit de către piloți în vederea deplasării aeronavei de la aerogară la capătul pistei. La acest regim, consumul specific de combustibil este foarte mare, deci este cel mai neeconomic regim de funcționare.

2.2.6.5.2. Calculul caracteristicii de turație

Există o anumită turație a grupului la care, în secțiunea de arie minimă a canalului de lucru, se atinge un regim de curgere critic. Adică, în această secțiune, viteza fluidului este egală cu viteza critică a sunetului. Prezența acestei secțiuni face ca performanțele motorului să se modifice în funcție de

regimul de funcționare al grupului turbocompresor și în raport cu turația respectivă. Se notează cu n_{cr} turația critică a grupului turbocompresor.

Turația n_{cr}, împarte domeniul de funcționare al sistemului în două zone distincte:

–Cazul $n \geq n_{cr}$, domeniul regimurilor de funcționare supracritice și critice ale motorului;

–Cazul $n < n_{cr}$, domeniul regimurilor de funcționare subcritice ale motorului.

Deoarece marea majoritate a regimurilor de funcționare ale motorului sunt situate în primul domeniul se va aborda, pentru început, calculul caracteristicii de turație pentru regimuri supracritice și critice.

2.2.6.5.2.1. Calculul caracteristicii de turație în domeniul regimurilor supracritice

Pentru un regim de funcționare supracritic, în secțiunea de ieșire din prima rețea fixă a turbinei, regimul de curgere este critic $\left(\lambda_3' = 1\right)$ și, ca urmare, debitul de gaze de ardere este în acest caz este

$$\dot{M}_g = ct. \cdot \frac{p_3^*}{\sqrt{T_3^*}}.$$

Parametrul $\dot{M}_g \cdot \frac{\sqrt{T_3^*}}{p_3^*}$, rămâne constant atât timp cât geometria turbinei este invariabilă, și nu depinde de regimul de funcționare al motorului. Ca urmare, aplicând parametrul la două regimuri, unul oarecare și celălalt nominal se obține

$$\dot{M}_g \cdot \frac{\sqrt{T_3^*}}{p_3^*} = \dot{M}_{gn} \cdot \frac{\sqrt{T_{3n}^*}}{p_{3n}^*} \qquad (2.69)$$

de unde

$$\dot{M}_g = \dot{M}_{gn} \cdot \sqrt{\frac{T_{3n}^*}{T_3^*}} \cdot \frac{p_3^*}{p_{3n}^*}. \qquad (2.70)$$

Înlocuind debitul de gaze, în funcție de debitul de aer se obține

$$\dot{M}_a \cdot (1 + m_c) = \dot{M}_{an} \cdot (1 + m_{cn}) \cdot \sqrt{\frac{T_{3n}^*}{T_3^*}} \cdot \frac{p_3^*}{p_{3n}^*}.$$

Ținând seama că,

$$m_c, m_{cn} << 1,$$

atunci

$$\dot{M}_a \cong \dot{M}_{an} \cdot \sqrt{\frac{T_{3n}^*}{T_3^*}} \cdot \frac{p_3^*}{p_{3n}^*}, \qquad (2.71)$$

unde:

– T_{3n}^*, p_{3n}^*, sunt parametrii termodinamici frânați corespunzători, la turația nominală la o înălțime și viteză date, la care se calculează caracteristica de turație;

– T_3^*, p_3^* sunt parametrii termodinamici frânați corespunzători la o turația mai mare decât cea critică dar la aceeași înălțime și viteză.

Presiunea p_3^*, la un regim oarecare, este

$$p_3^* = p_1^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^* \qquad (2.72)$$

iar, la regim nominal,

$$p_{3n}^* = p_1^* \cdot \pi_{cn}^* \cdot \sigma_{can}^*. \qquad (2.73)$$

Împărțind relațiile (2.72) și (2.73) se obține

$$\frac{p_3^*}{p_{3n}^*} = \frac{\pi_c^*}{\pi_{cn}^*}, \text{ deoarece } \sigma_{ca}^* = ct. = \sigma_{can}^*. \qquad (2.74)$$

Înlocuind relația (2.74) în (2.71) se obține expresia debitului de aer

$$\dot{M}_a \cong \dot{M}_{an} \cdot \sqrt{\frac{T_{3n}^*}{T_3^*}} \cdot \frac{\pi_c^*}{\pi_{cn}^*}. \qquad (2.75)$$

Pentru exprimarea gradului de comprimare în funcție de turație se pleacă de la observația că lucrul mecanic de comprimare specific variază proporțional cu pătratul turației motorului adică, $l_c^* = ct. \cdot n^2$ și, respectiv, la nominal $l_{cn}^* = ct. \cdot n_n^2$.

Împărțind cele două relații se obține

$$\frac{l_c^*}{l_{cn}^*} = \left(\frac{n}{n_n}\right)^2 = \bar{n}^2,$$

unde cu $\left(\frac{n}{n_n}\right) = \bar{n}$ s-a notat turația relativă.

Relația anterioară se poate scrie

$$l_c^* = l_{cn}^* \cdot \bar{n}^2 \qquad (2.76)$$

sau

$$\frac{l_{c_{id}}^*}{\eta_c^*} = \frac{l_{c_{id}}^*}{\eta_{c_n}^*} \cdot \bar{n}^2.$$

Înlocuind lucrurile mecanice specifice ideale se obține

$$\frac{i_1^* \cdot (\pi_c^{*\frac{k-1}{k}} - 1)}{\eta_c^*} = \frac{i_1^* \cdot (\pi_{cn}^{*\frac{k-1}{k}} - 1)}{\eta_{cn}^*} \cdot \bar{n}^2. \qquad (2.77)$$

Din expresia (2.77) se obține raportul de comprimare pentru o turație diferită de cea nominală însă, pentru aceeași viteză și înălțime.

Ca urmare,

$$\pi_c^* = \left[1 + \bar{n}^2 \cdot \left(\pi_{cn}^{*\frac{k-1}{k}} - 1\right)\right]^{\frac{k}{k-1}}, \qquad (2.78)$$

unde s-a folosit ipoteza că, $\eta_c \approx ct \approx \eta_{c_n}^*$.

În consecință, debitul de aer, în regim supracritic, este

$$\dot{M}_a \approx \dot{M}_{an} \cdot \sqrt{\frac{T_{3n}^*}{T_3^*}} \cdot \frac{1}{\pi_{c_n}^*} \cdot \left[1 + \bar{n}^2 \cdot \left(\pi_{c_n}^{*\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (2.79)$$

În ipoteza în care, în cele două secțiuni minime ale canalului de lucru, regimurile sunt critice (i.e. în turbină $\lambda_3' = 1$ și în ajutajul de reacție $\lambda_5 = 1$) atunci, gradul de destindere al gazelor de ardere în turbină este constant, adică

$$\delta_T^* = \frac{p_3^*}{p_4^*} = \frac{p_3^*}{p_{4id}^*} = ct. \qquad (2.80)$$

Cum însă, lucrul mecanic specific ideal produs de turbină este

$$l_{Tid}^* = i_3^* - i_{4id}^* = i_3^* \cdot \left(1 - \frac{1}{\delta_T^{*\frac{k'-1}{k'}}} \right),$$

rezultă, imediat, că

$$\frac{l_{Tid}}{i_3^*} = ct. \qquad (2.81)$$

Înlocuind, lucrul ideal în funcție de cel real

$$l_{Tid}^* = \frac{l_T^*}{\eta_T^*}$$

atunci

$$\frac{l_T^*}{\eta_T^* \cdot i_3^*} = ct.$$

Cum însă

$$\eta_T^* = ct.,$$

relația precedentă devine

$$\frac{l_T^*}{i_3^*} = ct. \qquad (2.82)$$

Pentru MTR

$$\frac{l_c^*}{\eta_m \cdot i_3^*} = ct. \text{ și } \eta_m \cong ct.$$

și, ca urmare,

$$\frac{l_c^*}{i_3^*} = ct. \qquad (2.83)$$

Aplicând relația (2.83) la două regiuni oarecare,

$$\frac{l_c^*}{i_3^*} = \frac{l_{cn}^*}{i_{3n}^*},$$

ceea ce înseamnă,

$$i_3^* = i_{3n}^* \cdot \frac{l_c^*}{l_{cn}^*} = i_{3n}^* \cdot \bar{n}^2. \qquad (2.84)$$

Practic, rezultă că entalpia variază proporțional cu pătratul turației.

Ținând cont de această lege, debitul devine, în final,

$$\dot{M}_a = \dot{M}_{an} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{1}{\pi_{c_n}^*} \cdot \left[1 + \bar{n}^2 \cdot \left(\pi_{c_n}^{*\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (2.85)$$

Se obține, astfel, expresia debitului de aer, în funcție de turația relativă și gradul de comprimare la regimul nominal. Se observă că debitul $\dot{M}_a \sim \bar{n}^6$.

Forța specifică a motorului, în condițiile destinderii complete a gazelor de ardere, este dată de relația

$$F_{SP} = (1 + m_c) \cdot C_5 - V,$$

în care

$$m_c = \frac{i_3^* - i_2^*}{P_{ci} \cdot \xi_{ca}}.$$

Deoarece

$$i_2^* = i_1^* + l_c^* = i_H^* + l_{c_n}^* \cdot \bar{n}^2$$

atunci

$$m_c = \frac{i_{3n}^* \cdot \bar{n}^2 - i_H^* - l_{cn}^* \cdot \bar{n}^2}{P_{ci} \cdot \xi_{ca}}$$

sau

$$m_c = \frac{\bar{n}^2 \cdot \left(i_{3n}^* - l_{cn}^*\right) - i_H^*}{P_{ci} \cdot \xi_{ca}}. \qquad (2.86)$$

În consecință, forța specifică a motorului devine

$$F_{SP} = \left(1 + \frac{i_{3n}^* \cdot \bar{n}^2 - i_H^* - l_{cn}^* \cdot \bar{n}^2}{P_{ci} \cdot \xi_{ca}}\right) \cdot C_5(\bar{n}) - V, \qquad (2.87)$$

respectiv, consumul specific de combustibil

$$c_{SP} = \frac{3600}{P_{ci} \cdot \xi_{ca}} \cdot \frac{i_{3n}^* \cdot \bar{n}^2 - i_H^* - l_{cn}^* \cdot \bar{n}^2}{F_{SP}}$$

sau

$$c_{SP} = \frac{3600}{P_{ci} \cdot \xi_{ca}} \cdot \frac{\bar{n}^2 \cdot \left(i_{3n}^* - l_{cn}^*\right) - i_H^*}{F_{SP}}. \qquad (2.88)$$

2.2.6.5.2.2. Calculul caracteristicii de turație în domeniul regimurilor subcritice

În domeniul subcritic se modifică, esențial, legile de variație ale debitului de aer și entalpiei maxime a gazelor de ardere, adică

$$\dot{M}_a = f\left(\bar{n}\right) \text{ și } i_3^* = f\left(\bar{n}\right).$$

Pentru determinarea variației debitului se pleacă de la observația că puterea unei elice cu pas fix este $P_{el} = c_{el} \cdot n^3$, c_{el} fiind o constantă ce depinde de geometria acesteia. O treaptă de compresor axial se comportă ca o elice cu pas constant, deci, se poate scrie $P_{tr} = c_{tr} \cdot n^3$. Pentru întreg compresorul

$$P_C = \sum_{i=1}^{n_{tr}} P_{tri}, \qquad (2.89)$$

unde cu n_{tr} s-a notat numărul de trepte de compresor.

Cum însă,

$$P_C = C_C \cdot n^3 = \dot{M}_a \cdot l_c^* \text{ și } l_c^* = ct. \cdot n^2,$$

atunci

$$ct. \cdot \dot{M}_a \cdot n^2 = C_C \cdot n^3$$

respectiv

$$\dot{M}_a = C_m \cdot n,$$

adică debitul de aer variază liniar cu turația. Din acest motiv, caracteristica de turație, pentru acest domeniu, se mai numește caracteristică de admisie a motorului. Se elimină constanta motorului C_m din relațiile

$$\dot{M}_a = C_m \cdot n \qquad (2.90)$$

și

$$\dot{M}_{acr} = C_m \cdot n_{cr} \qquad (2.91)$$

Prin împărțire, se obține

$$\frac{\dot{M}_a}{\dot{M}_{acr}} = \frac{n}{n_{cr}} = \frac{n}{n_n} \cdot \frac{n_n}{n_{cr}} = \frac{\bar{n}}{n_{cr}},$$

de unde

$$\dot{M}_a = \dot{M}_{acr} \cdot \frac{\bar{n}}{n_{cr}}. \qquad (2.92)$$

Determinarea legii de variație a entalpiei maxime cu turația are în vedere variațiile puterilor compresorului și turbinei, cu turația, figura nr. 2.30.

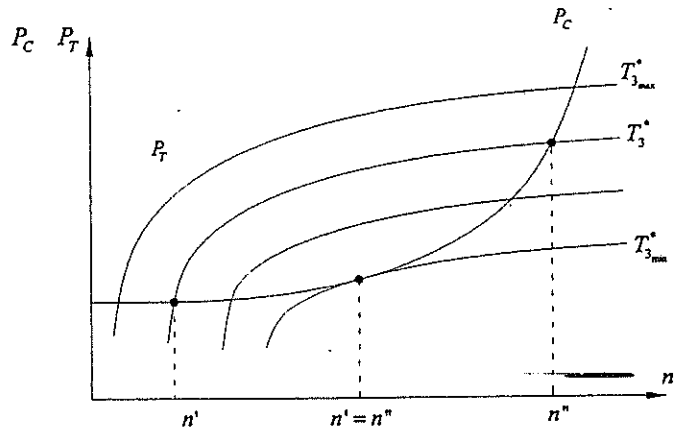


Fig. 2.30

Se ține seama că puterea turbinei este funcție și de temperatura maximă a gazelor de ardere, adică

$$P_T = f(n)_{T_3^* = ct.}$$

Se observă, din figură, că la fiecare temperatură maximă există două turații n' și n'' la care grupul turbocompresor poate funcționa stabil. Când temperatura T_3^* scade, cele două turații se apropie astfel încât la T_{3min}^* ele coincid.

Reprezentând grafic variația entalpiei frânate cu turația, $i_3^* = f(\bar{n})$, se obține imaginea din figura nr 2.31.

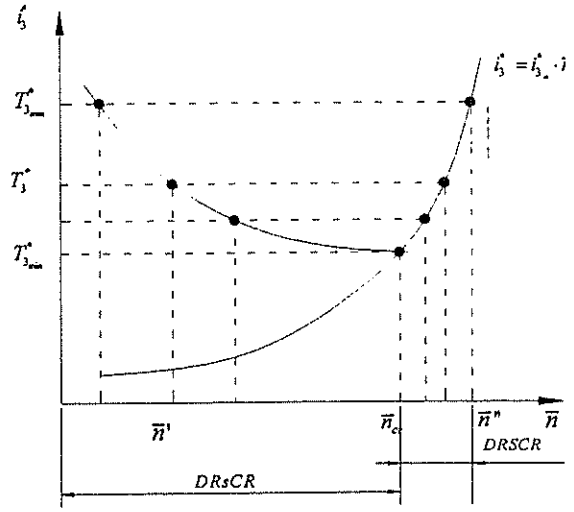


Fig. 2.31

În ceea ce privește variația entalpiei frânate, în domeniul subcritic, se adoptă o variație de tipul

$$i_3^* = ct. \cdot \bar{n}^{-2} \cdot \frac{\bar{n}^{-2} + a^2}{\bar{n}^{-2} - b^2}. \qquad (2.93)$$

Constantele a, b se determină din următoarele trei condiții:

1. La regim critic funcția este continuă în $\bar{n}_{cr}$ deci, temperaturile sunt egale adică

$$\left(i_3^*\right)_{\substack{\bar{n} \to \bar{n}_{cr} \\ \bar{n} < \bar{n}_{cr}}} = \left(i_3^*\right)_{\substack{\bar{n} \to \bar{n}_{cr} \\ \bar{n} > \bar{n}_{cr}}} \quad ;$$

2. Cele două curbe au aceeași pantă la $\bar{n}_{cr}$, adică

$$\left(\frac{di_3^*}{d\bar{n}}\right)_{\bar{n} < \bar{n}_{cr}} = \left(\frac{di_3^*}{d\bar{n}}\right)_{\bar{n} > \bar{n}_{cr}} ;$$

3. La regimul de mers în gol entalpia este maximă deci

$$\bar{n} = \bar{n}_{MG}, i_3^* = i_{3max}^* .$$

2.2.6.6. Caracteristica universală a MTR

Cele trei caracteristici de exploatare au permis stabilirea performanţelor motoarelor în condiţiile în care doi parametri erau constanţi şi unul era variabil. Ca atare, performanţele motorului erau precizate, global, printr-un volum foarte mare de informaţii. Reducerea acestui volum de informaţii se poate face transformând caracteristicile de exploatare într-o caracteristică universală.

Pentru a putea face trecerea de la o caracteristică simplă, la caracteristica universală, va trebui să se transforme performanţele motorului şi parametrii acestuia în parametrii de similitudine corespunzători.

În stabilirea acestor parametrii se apelează la cele patru criterii fundamentale de mecanica fluidelor:

1. Criteriul Prandtl, *Pr;*
2. Criteriul de homocronie, *Ho*;
3. Criteriul Reynolds, *Re*;
4. Criteriul Mach, *M*.

1. Criteriul Prandtl caracterizează, de obicei, procese neadiabatice. În cazul MTR procesele de curgere din compresor şi turbină sunt procese adiabatice şi, prin urmare, acest criteriu nu este caracteristic curgerii în MTR;

2. Criteriul de homocronie este specific regimurilor nestaţionare de curgere şi, ţinând seama că se analizează numai regimuri staţionare, rezultă că nu este adecvat;

3. Criteriul Reynolds. Studii efectuate pe diferite maşini cu palete (compresor şi turbină) au demonstrat că, în cazul curgerii cu, $Re > 3 \cdot 10^5$ acest criteriu nu mai influenţează performanţele acestora. În condiţii reale, Re este de ordinul $5 \cdot 10^5$. În acest caz, procesele de curgere se automodelează în raport cu Re;

4. Criteriul Mach este singurul criteriu care va sta la baza similitudinii regimurilor de curgere, în motor.

Se afirmă că două procese sunt similare, din punct de vedere cinematic, dacă au acelaşi numărul Mach.

Cum în cazul compresorului şi turbinei se definesc trei viteze, viteza absolută, viteza relativă şi viteza de transport, atunci două curgeri sunt similare dacă cele trei numere Mach, care corespund celor trei viteze, sunt aceleaşi, adică

$$M_c = idem, \quad (\lambda_c = idem); \tag{2.94}$$

$$M_w = idem, \quad (\lambda_w = idem); \tag{2.95}$$

$$M_u = idem, \quad (\lambda_u = idem). \tag{2.96}$$

Prin definiţie,

$$M_u = \frac{U}{a} \tag{2.97}$$

unde

$$U = \frac{\pi \cdot D \cdot n}{60} = ct. \cdot n\,. \tag{2.98}$$

Dar

$$a = \sqrt{k \cdot R \cdot T} = ct. \cdot \sqrt{T} = ct. \cdot \sqrt{\frac{T^*}{\theta(M_c)}}\,. \tag{2.99}$$

Înlocuind relaţiile (2.98) şi (2.99) în relaţia (2.97) rezultă

$$M_u = ct. \cdot \frac{n}{\sqrt{T^*}} = idem\,,$$

de unde

$$\frac{n}{\sqrt{T^*}} = idem \text{ sau } \frac{n}{\sqrt{T_1^*}} = idem\,, \tag{2.100}$$

care este criteriul de similitudine pentru turație.

Debitul de aer este dat de relația

$$\dot{M}_a = ct. \cdot \frac{p_1^*}{\sqrt{T_1^*}} \cdot A \cdot q(\lambda_c),$$

de unde

$$\frac{\dot{M}_a \cdot \sqrt{T_I^*}}{p_I^*} = ct. \cdot q(\lambda_c). \qquad (2.101)$$

Ținând seama că

$$\lambda_c = idem,$$

atunci

$$\frac{\dot{M}_a \cdot \sqrt{T_I^*}}{p_I^*} = idem, \qquad (2.102)$$

care reprezintă criteriul de similitudine pentru debitul de aer.

În raport de cele două criterii de similitudine, se poate defini carcteristica universală a MTR ca fiind un ansamblu de curbe ce conține variațiile parametrilor de similitudine ai forței de tracțiune și consumului specific de combustibil, în funcție de parametrul turației și parametrul regimului de zbor.

Pot exista două definiții analitice pentru caracteristica universală a MTR

a. $\frac{F}{p_I^*} = f(M), \frac{c_{SP}}{\sqrt{T_I^*}} = f(M)$ la $\frac{n}{\sqrt{T_I^*}} = ct.;$ (2.103)

b. $\frac{F}{p_1^*} = f\left(\frac{n}{\sqrt{T_1^*}}\right), \frac{c_{SP}}{\sqrt{T_1^*}} = f\left(\frac{n}{\sqrt{T_1^*}}\right)$ la $M=ct.$ (2.104)

A arăta că un parametru este de similitudine, înseamnă a demonstra că acesta se poate exprima în funcție de alți parametri de similitudine cunoscuți.

În continuare, se demonstrează că $\left(\frac{F}{p_I^*}\right)$ este parametrul de similitudine al forței de tracțiune. Pentru aceasta, se pornește de la relația forței de tracțiune

$$F = \dot{M}_a \cdot F_{SP}$$

care, se pune sub forma

$$\frac{F}{p_I^*} = \dot{M}_a \cdot \frac{\sqrt{T_I^*}}{p_I^*} \cdot \frac{F_{SP}}{\sqrt{T_I^*}} = idem \frac{F_{SP}}{\sqrt{T_I^*}}. \qquad (2.105)$$

Se va arăta că $\left(\frac{F_{sp}}{\sqrt{T_I^*}}\right)$ este parametrul de similitudine al forței specifice.

Prin definiție,

$$F_{SP} \approx C_s - V \text{ sau } \frac{F_{SP}}{\sqrt{T_I^*}} = \frac{C_s}{\sqrt{T_I^*}} - \frac{V}{\sqrt{T_I^*}}. \qquad (2.106)$$

Va trebui, practic, ca $\left(\frac{V}{\sqrt{T_I^*}}\right)$ și $\left(\frac{C_s}{\sqrt{T_I^*}}\right)$ să fie parametrii de similitudine corespunzători vitezei de zbor și vitezei gazelor. Într-adevăr

$$\frac{V}{\sqrt{T_I^*}} = \frac{M \cdot \sqrt{k \cdot R \cdot T_H}}{\sqrt{T_H \cdot \left(1 + \frac{k-1}{2} \cdot M^2\right)}} = f(M) \cdot ct.,$$

și cum

$$M = idem, \text{ atunci } \frac{V}{\sqrt{T_I^*}} = idem. \qquad (2.107)$$

şi reprezintă parametrul de similitudine al vitezei de zbor.

Pe de altă parte,

$$C_5 = ct. \cdot \sqrt{2 \cdot \left\{ i_3^* \cdot \left[1 - \left(ct. \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \right)^{\frac{1-k'}{k'}} \right] - \frac{l_{ad}^*}{\eta_T^* \cdot \eta_c^* \cdot \eta_m} \right\}},$$

expresie care, prin împărţire cu $\sqrt{T_1^*}$, conduce la

$$\frac{C_5}{\sqrt{T_1^*}} = \frac{C_5}{\sqrt{i_1^*}} = ct. \cdot \sqrt{2 \cdot \left\{ \frac{i_3^*}{i_1^*} \cdot \left[1 - A^{\frac{k'-1}{k'}} \right] - \frac{\pi_c^{*\frac{k-1}{k}} - 1}{ct. \cdot \eta_c^*} \right\}}. \qquad (2.108)$$

unde

$$A = \left(\frac{1}{const. \cdot \sigma_{da} \cdot \pi_c^*} \right).$$

Se are în vedere că

$$\dot{M}_a \approx \dot{M}_g = ct. \cdot \frac{p_3^*}{\sqrt{T_3^*}},$$

în condiţiile unei curgeri critice la ieşirea din statorul turbinei.

Înlocuind debitul cu

$$\dot{M}_a = ct. \cdot \frac{p_1^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*}{\sqrt{T_3^*}} = ct. \cdot \frac{p_1^* \cdot \pi_c^*}{\sqrt{T_3^*}},$$

atunci

$$\frac{\dot{M}_a \cdot \sqrt{T_1^*}}{p_1^*} = ct. \cdot \frac{\pi_c^*}{\sqrt{\frac{T_3^*}{T_1^*}}}. \qquad (2.109)$$

În consecinţă,

$$\sqrt{\frac{T_3^*}{T_1^*}} = \sqrt{\frac{i_3^*}{i_1^*}} = ct. \cdot \frac{\pi_c^*}{\dot{M}_a \cdot \frac{\sqrt{T_1^*}}{p_1^*}}$$

sau

$$\frac{i_3^*}{i_1^*} = ct. \cdot \frac{\pi_c^{*2}}{\left(\dot{M}_a \cdot \frac{\sqrt{T_1^*}}{p_1^*} \right)^2}. \qquad (2.110)$$

Deoarece, pentru un grup turbocompresor, linia de lucru se poate exprima prin funcţiile

$$\begin{cases} \pi_c^* = f\left(\dot{M}_a \cdot \frac{\sqrt{T_1^*}}{p_1^*} \right) \ , \frac{n}{\sqrt{T_1^*}} = ct. \\ \eta_c^* = f\left(\dot{M}_a \cdot \frac{\sqrt{T_1^*}}{p_1^*} \right) \ , \frac{n}{\sqrt{T_1^*}} = ct. \end{cases} \qquad (2.111)$$

atunci

$$\frac{i_3^*}{i_1^*} = idem \qquad (2.112)$$

şi, imediat,

$$\frac{C_5}{\sqrt{T_1^*}} = idem$$

respectiv

$$\frac{F_{SP}}{\sqrt{T_1^*}} = idem. \qquad (2.113)$$

În final, se obţine

$$\frac{F}{p_1^*} = idem. \qquad (2.114)$$

Se arată, în continuare, că $\left(\frac{c_{SP}}{\sqrt{T_1^*}}\right)$ este parametrul de similitudine al consumului specific. Pentru aceasta se pornește de la expresia

$$c_{SP} = ct. \cdot \frac{i_3^* - i_2^*}{F_{SP}} \qquad (2.115)$$

care, prin împărțire cu $\sqrt{T_1^*}$, conduce la

$$\frac{c_{SP}}{\sqrt{T_1^*}} = ct. \cdot \frac{\frac{i_3^*}{i_1^*} - \frac{i_2^*}{i_1^*}}{\frac{F_{SP}}{\sqrt{T_1^*}}}. \qquad (2.116)$$

Ținând seama că

$$i_2^* = i_1^* + l_c^* = i_H^* + \frac{l_{cu}^*}{\eta_c^*}$$

sau

$$i_2^* = i_H^* \cdot \left(1 + \frac{\pi_c^{*\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_c^*}\right),$$

atunci

$$\frac{i_2^*}{i_H^*} = \frac{i_2^*}{i_1^*} = 1 + \frac{\pi_c^{*\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_c^*} = idem \qquad (2.117)$$

ceea ce implică,

$$\frac{c_{SP}}{\sqrt{T_1^*}} = idem. \qquad (2.118)$$

Grafic, caracteristica universală a MTR, sub cele două forme, se reprezintă în figurile nr. 2.32 a și b,

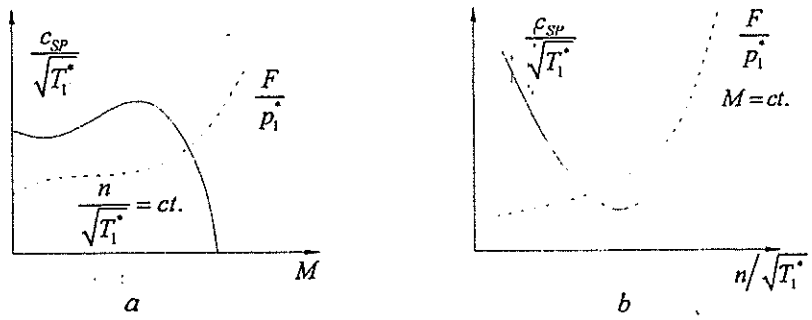


Fig. 2.32

Caracteristica universală permite determinarea performanțelor unui MTR în condiții standard.

De obicei, performanțele unui MTR se obțin prin încercare la bancul de probă. În acest caz, F și c_{SP} sunt valabile numai în condițiile exterioare bancului de probă, notate cu p_e, T_e. Se notează cu $F_{st}, c_{SP_{st}}$ performanțele sale care corespund condițiilor standard p_0, T_0. Pentru a trece de la condiții oarecare la cele standard se folosesc parametrii de similitudine. Astfel, pentru:

–Forța de tracțiune

$$\frac{F}{p_1^*} = idem \text{ sau } \frac{F}{p_e} = \frac{F_{st}}{p_0}, \text{ de unde } F_{st} = F \cdot \frac{p_0}{p_e}; \qquad (2.119)$$

–Consumul specific de combustibil

$$\frac{c_{SP}}{\sqrt{T_1^*}} = idem, \frac{c_{SP}}{\sqrt{T_e}} = \frac{c_{SP_{st}}}{\sqrt{T_0}} \text{ de unde } c_{SP_{st}} = c_{SP} \cdot \sqrt{\frac{T_0}{T_e}}. \qquad (2.120)$$

Rezultă, din ultimele relații, două concluzii extrem de interesante și anume:

–Parametrul care influențează forța de tracțiune este presiunea exterioară, p_e;

–Parametrul care influenţează consumul specific de combustibil este temperatura exterioară, T_e.

Ca atare,

$$F \sim p_e \qquad (2.121)$$

şi

$$c_{SP} \sim \sqrt{T_e}\,. \qquad (2.122)$$

Capitolul 3. MOTORUL TURBOREACTOR DUBLU FLUX

Motorul turboreactor dublu flux (MTRDF) face parte din categoria sistemelor de propulsie care au ca fluid de propulsie aerul, ca sursă de energie unul, două sau trei grupuri turbocompresor, drept instalaţie de propulsie, un ajutaj de reacţie, în care se creează componenta de reacţie a forţei de propulsie şi o elice întubată, denumită ventilator, care creează componenta de presiune a forţei de propulsie.

Forţa de propulsie se generează, pe de o parte, în ajutajul de reacţie, în urma unei reacţii directe a fluidului asupra sistemului şi, pe de altă parte, datorită ventilatorului, ca urmare a unei reacţii indirecte.

Caracteristic MTR DF este faptul că fluidul de propulsie are două fluxuri de fluid, fiecare din ele având un rol bine definit în realizarea forţei de propulsie:

–Fluxul primar;

–Fluxul secundar.

Fluxul primar (interior) reprezintă fluidul de lucru al sistemului, adică acea masă de aer în care se injectează combustibil şi în care are loc arderea rezultând, în acest mod, energia mecanică necesară antrenării compresoarelor şi energia necesară realizării componentei de reacţie a forţei de propulsie.

Fluxul secundar (exterior) înconjoară fuxul primar şi este suportul unei componente de tracţiune a forţei de propulsie. Totodată, el asigură frânarea fluxului primar în scopul reducerii nivelului de zgomot al motorului.

Avantajele MTR DF în raport cu MTR sunt următoarele:

1. MTR DF realizează un consum specific de combustibil cu *(50÷60)%* mai mic decât cel al MTR şi, în consecinţă, este un motor mai

economic. Ca urmare, MTR DF este utilizat în echiparea avioanelor de transport. Concret, c_{sp}=*(0.01–0.08)* [*kg/Nh*];

2. MTR DF dezvoltă o forţă de propulsie de *(5–10)* ori mai mare decât forţa de propulsie a MTR. Din punct de vedere al forţelor de propulsie rezultate există patru generaţii de motoare:

- Prima generaţie cu *F<50.000 N;*
- A doua generaţie cu *F<100.000 N;*
- A treia generaţie cu *100.000 N<F<400.000 N;*
- A patra generaţie cu *F>400.000 N*;

3. Nivelul scăzut de zgomot pe care îl realizează MTR DF, fără a folosi instalaţii specializate de genul amortizoarelor de zgomot. Toate părţile componente ale sistemului (dispozitivul de admisie, compresorul, camera de ardere, turbina) sunt surse de zgomot pentru motor. Aceste surse, însă, diferă ca intensitate şi ca frecvenţă a zgomotului. Cea mai importantă sursă de zgomot o reprezintă jetul de gaze de ardere care părăseşte sistemul şi pătrunde în aerul din mediul înconjurător. Zgomotul produs va fi dat de impactul dintre moleculele gazelor, care au viteză mare, şi moleculele de aer ce au viteza zero .Nivelul de zgomot depinde de viteza gazelor de ardere, acesta fiind proporţional cu viteza de ieşire la puterea a opta. Pentru a reduce nivelul de zgomot, trebuie să se reducă viteza de ieşire a gazelor de ardere, ceea ce ar fi echivalent cu reducerea forţei specifice a motorului. Dacă debitul ar rămâne constant, forţa de propulsie ar scădea şi, din acest motiv, s-a introdus o elice întubată care poate să absoarbă debite mari de aer până la *500 kg/s.* Astfel, forţa de propulsie va creşte pe baza creşterii debitului de aer chiar dacă se micşorează F_{sp}.

Se notează cu:

– $\dot{M}_{al}$, debitul de aer pe fluxul primar;

– $\dot{M}_{all}$, debitul de aer pe fluxul secundar;

– $K = \frac{\dot{M}_{all}}{\dot{M}_{al}}$, coeficientul de dublu flux. (3.1)

În funcţie de valorile pe care le ia *K* există trei posibilităţi:

–*K*=0, cazul motorului turboreactor simplu flux;

–*K* cuprins între 0.3–1.5, când cele două fluxuri de fluid, cel secundar, ce conţine numai aer şi, cel primar, care este format din gaze de ardere, se pot amesteca în avalul turbinei obţinându-se un flux unic. În acest caz, se poate face o nouă injecţie de combustibil, astfel încât să se poată realiza o nouă ardere capabilă să conducă la creşterea forţei de tracţiune a sistemului. Această nouă combustie care se realizează după arderea principală poartă denumirea de postcombustie. Postcombustia este absolut necesară avioanelor care evoluează în domeniul vitezelor supersonice. În această situaţie, *K* se numeşte factor de diluţie. Motorul ce asigură acest amestec se va numi motor turboreactor dublu flux, cu fluxuri amestecate MTR DF–AM. Aceste sisteme se folosesc, în general, pentru avioane militare.

–*K* situat între *1.5–6*, caz în care cele două fluxuri de fluid de propulsie rămân în continuare separate creând fiecare câte o componentă a forţei de tracţiune pentru sistem. În acest domeniu, *K* se numeşte factor de dublu flux. Motorul se va numi motor turboreactor dublu flux, cu fluxuri separate MTR DF–S. Acest tip de sistem de propulsie este pretabil pentru echiparea avioanelor civile, deoarece fluxul secundar permite o preamestecare cu mediul înconjurător ceea ce conduce la un nivel de zgomot redus.

4. Prezenţa ventilatorului în componenţa sistemului, generează anumite avantaje, din punct de vedere mecanic şi aerodinamic, în comparaţie cu o elice liberă. Deoarece ventilatorul are mai multe pale decât o elice simplă, acest fapt conduce la mărirea randamentului elicei. Deoarece elicea este întubată, acest lucru duce la atenuarea fenomenului de pierdere a

portanței prin procesul de inducție respectiv, randamentul ventilatorului va fi superior elicei libere. În plus, un ventilator poate realiza și o precomprimare a aerului deci, se comportă ca o treaptă de compresor. Turația ventilatorului poate atinge valoarea de *(4000÷5000) rot/min*, față de o elice care realizează *(500÷1800) rot/min* pe minut, ceea ce poate conduce la un regim de curgere transonic sau supersonic pe elementele ventilatorului;

5. Randamentul de propulsie are valori mai mari decât cel al MTR, în gama vitezelor subsonice, așa cum se vede din figura nr. 3.1.

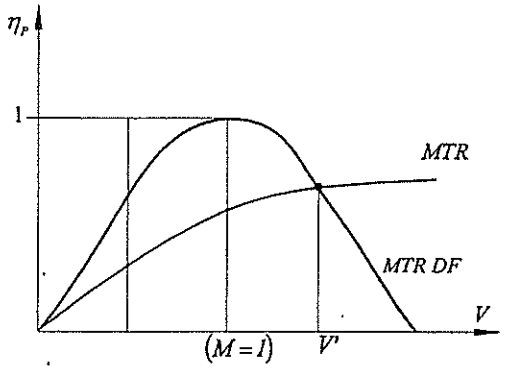


Fig. 3.1

Pentru viteze de zbor mai mici decât *V'*, care corespunde unui domeniu de numere *M≅1.5–2*, $\eta_{P_{MTRDF}} > \eta_{P_{MTR}}$. În regim de zbor subsonic, MTR DF are η_P superior celui realizat de MTR. În general, *M=0.8–0.9* este un regim de zbor obișnuit pentru un avion echipat cu MTR DF. Există chiar un regim de zbor la care η_P este maxim. Pentru *M>(1.5÷2)*, MTR are un η_P mai bun.

3.1. Motorul turboreactor dublu flux cu fluxuri separate (MTR DF–S)

3.1.1. Generalități

Schema de principiu a unui MTR DF–S este prezentată în figura nr. 3.2,

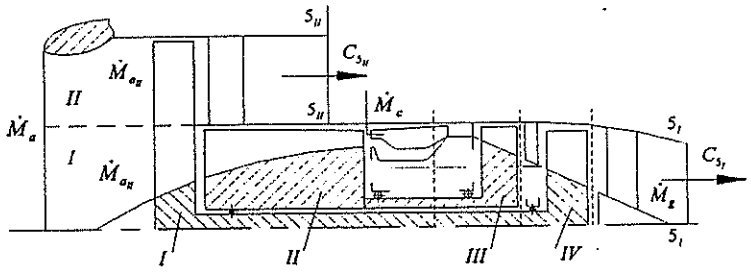


Fig. 3.2

în care, prin cifre romane s-au reprezentat:

I, Ventilatorul;

II, Compresorul de înaltă presiune al fluxului primar;

III, Turbina de înaltă presiune;

IV, Turbina de joasă presiune.

În prezent, există trei variante constructive de MTR DF-S:

1. Varianta trirotor:

–Ventilatorul primește energie de la o turbină proprie;

–Compresorul de joasă presiune primește energie de la o turbină proprie;

–Compresorul de înaltă presiune primește energie de la o turbină proprie.

2. Varianta birotor:

–Ventilatorul și compresorul de joasă presiune au

propria lor turbină;

–Compresorul de înaltă presiune are turbină proprie.

Aceasta este cea mai folosită variantă, în momentul de față:

3. Varianta monorotor:

–Cele două compresoare și ventilatorul au o singură turbină.

3.1.2. Condiția de curgere staționară

Se știe, din condiția de funcționare staționară că, pentru ca un turbocompresor să aibă turația constantă, este necesar ca puterea produsă de turbină să fie egală cu puterea consumată de compresor. Fie

–P_{TV}, puterea turbinei ce antrenează ventilatorul;

–P_{TJP}, P_{TIP}, puterile turbinelor care antrenează compresorul de joasă presiune, respectiv, pe cel de înaltă presiune;

–P_{CJP}, P_{CIP}, puterile pe care le consumă compresorul de joasă presiune, respectiv cel de înaltă presiune;

–P_{agr}, puterea consumată de agregatele motorului.

Pentru ca turația sa fie constantă se pun condițiile:

$$P_{TV} \cong P_V \tag{3.2}$$

$$P_{TJP} \cong P_{CJP} \tag{3.3}$$

$$P_{TIP} \cong P_{CIP} + P_{agr}. \tag{3.4}$$

Însumând aceste relații rezultă

$$P_{TV} + P_{TJP} + P_{TIP} = P_V + P_{CJP} + P_{CIP} + P_{agr}$$

sau, notând cu P_T, puterea turbinei, atunci

$$P_T = P_V + P_{CJP} + P_{CIP} + P_{agr}. \tag{3.5}$$

Se ține seama că:

$$P_T = \dot{M}_g \cdot l_T^*. \tag{3.6}$$

Totodată, puterea consumată de ventilator este

$$P_V = \dot{M}_a \cdot l_V^*, \tag{3.7}$$

în care

$$\dot{M}_a = \dot{M}_{a1} + \dot{M}_{a2} = \dot{M}_{a1} \cdot (1+K) \tag{3.8}$$

Înlocuind relația (3.8) în (3.7) se obține

$$P_V = \dot{M}_{a1} \cdot (1+K) \cdot l_V^*. \tag{3.9}$$

Se ține seama că

$$P_{CJP} = \dot{M}_{a1} \cdot l_{CJP}^* \tag{3.10}$$

și

$$P_{CIP} = \dot{M}_{a1} \cdot l_{CIP}^*. \tag{3.11}$$

Având în vedere, expresia debitului de gaze de ardere

$$\dot{M}_g = \dot{M}_a + \dot{M}_c = \dot{M}_{a1} \cdot (1+m_c)$$

atunci, înlocuind în bilanțul de puteri relațiile (3.9)÷(3.11), rezultă

$$(\dot{M}_{a1} + \dot{M}_c) \cdot l_T^* \approx \dot{M}_{a1} \cdot (1+K) \cdot l_V^* + \dot{M}_{a1} \cdot l_{CJP}^* + \dot{M}_{a1} \cdot l_{CIP}^* + P_{agr}.$$

Foarte adesea se face ipoteza

$$P_{agr} \approx \dot{M}_c \cdot l_T^*.$$

Ca urmare, împărțind prin $\dot{M}_{a1}$, se obține

$$l_T^* \approx (1+K) \cdot l_V^* + l_{cjp}^* + l_{cip}^*$$

sau

$$l_T^* \approx l_V^* + l_{CJP}^* + l_{CIP}^* + K \cdot l_V^*. \tag{3.12}$$

Cum însă l_C^* este lucrul mecanic de comprimare al aerului din fluxul primar, adică

$$l_C^* = l_V^* + l_{CJP}^* + l_{CIP}^*$$

atunci (3.12) devine

$$l_T^* = l_c^* + K \cdot l_V^*, \qquad (3.13)$$

care reprezintă condiția ca în MTRDF să fie un regim de curgere permanent, staționar la o turație oarecare.

3.1.3. Performanțele MTR DF-S

3.1.3.1. Forța de propulsie a sistemului

Având în vedere că sistemul are două fluxuri de fluid de propulsie, atunci fiecare flux va genera o componentă a tracțiunii, așa încât forța totală a sistemului va depinde de cele două componente. Fie:

– F_I, componenta forței de propulsie, care se obține prin reacție directă, a fluidului pe fluxul primar;

– F_{II}, componenta forței de propulsie, care se obține prin reacție indirectă, a fluidului pe fluxul secundar. Ca urmare, forța totală de propulsie va fi

$$F = F_I + F_{II}. \qquad (3.14)$$

Pe fluxul primar, turbina motorului va trebui să dezvolte un lucru mecanic necesar antrenării celor trei compresoare. Acest lucru mecanic este, de obicei, cuprins între *(300÷500) kJ/kg*. Ca urmare, dată fiind valoarea mare a acestui lucru mecanic, destinderea gazelor de ardere, pe fluxul primar, va fi întotdeauna completă, indiferent de regimul de zbor sau de regimul de funcționare al motorului. Prin urmare,

$$F_I = \dot{M}_g \cdot C_{5_I} - \dot{M}_{aI} \cdot V = \dot{M}_{aI} \cdot \left[(1+m_c) \cdot C_{5_I} - V \right]. \qquad (3.15)$$

Pe fluxul secundar se poate considera destinderea completă a fluidului de lucru, dacă $K>2$. În condițiile actuale, $K \in (4 \div 6)$, și, în consecință, destinderea aerului se poate considera completă. Rezultă, atunci

$$F_{II} = \dot{M}_{aII} \cdot \left(C_{5_{II}} - V \right) = K \cdot \dot{M}_{aI} \cdot \left(C_{5_{II}} - V \right). \qquad (3.16)$$

Însumând, se obține

$$F = F_I + F_{II} = M_{aI} \cdot \left[(1+m_c) \cdot C_{5_I} - V \right] + K \cdot \dot{M}_{aI} \cdot \left(C_{5_{II}} - V \right)$$

sau

$$F = \dot{M}_{aI} \cdot \left[(1+m_c) \cdot C_{5_I} + K \cdot C_{5_{II}} - (1+K) \cdot V \right]. \qquad (3.17)$$

La punct fix, V=0, H=0, forța devine

$$F_0 = \dot{M}_{aI0} \cdot \left[(1+m_c) \cdot C_{5_{I0}} + K_0 \cdot C_{5_{II0}} \right]. \qquad (3.18)$$

Se observă că la decolare, F_0 crește liniar cu factorul de dublu flux. Creșterea forței de propulsie presupune, în primul rând, realizarea unui K mare, ceea ce conduce la diametre mari pentru ventilator, de până la *5 m* sau chiar mai mult. Acest lucru înseamnă factori de dublu flux cu valori de circa *10*.

3.1.3.2. Forța specifică

Având în vedere că motorul are două debite de fluid de propulsie $\dot{M}_{aI}$ și $\dot{M}_{aII}$ atunci, se pot defini două forțe specifice

$$F_{SP} = \frac{F}{\dot{M}_{aI}} = (1+m_c) \cdot C_{5_I} + K \cdot C_{5_{II}} - (1+K) \cdot V \qquad (3.19)$$

și

$$F_{SP}' = \frac{F}{\dot{M}_a} = \frac{F}{\dot{M}_{aI} \cdot (1+K)} = \frac{F_{SP}}{1+K}$$

sau

$$F_{SP}' = \frac{(1+m_c)\cdot C_{5_I} + K\cdot C_{5_{II}}}{1+K} - V. \qquad (3.20)$$

Aceste formulări permit anumite comparaţii între sisteme. Din punct de vedere valoric $F_{SP}\in(800\div1500)$ *m/s*, în condiţiile în care vitezele celor două fluide, pe fluxul primar şi cel secundar, sunt mult mai mici decât viteza gazelor de ardere în cazul MTR, $C_{5_I}, C_{5_{II}} \in (300\div500)$ *m/s*.

3.1.3.3. Consumul specific de combustibil

Prin definiţie,

$$c_{SP} = \frac{\dot{M}_c}{F}\cdot 3600 = 3600\cdot\frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_{al}}\cdot\frac{1}{F_{SP}}$$

sau

$$c_{SP} = 3600\cdot\frac{m_c}{F_{SP}} = 3600\cdot\frac{m_c}{(1+m_c)\cdot C_{5_I} + K\cdot C_{5_{II}} - (1+K)\cdot V}.$$

La punct fix consumul specific este

$$c_{SP_0} = 3600\cdot\frac{m_{c_0}}{(1+m_{c_0})\cdot C_{5_{I0}} + K_0\cdot C_{5_{II0}}}, \qquad (3.21)$$

relaţie din care se constată că

$$c_{SP_0} \sim \frac{1}{K_0}.$$

În consecinţă se observă că dacă se măreşte K_0 scade c_{SP_0}, şi creşte F_{SP_0}, adică se îmbunătesc ambele performanţe specifice ale motorului.

3.1.4. Studiul ciclului real al MTR DF-S

Deoarece sistemul posedă două circuite pentru fluidul de propulsie, respectiv interior şi exterior, pe fiecare circuit fluidul parcurge anumite

evoluţii care conduc, în final, la obţinerea unei forţe. Ciclul real al MTR DF–S se compune din două cicluri reale:

a. Ciclul real al fluxului primar;

b. Ciclul real al fluxului secundar.

3.1.4.1. Studiul ciclului real al fluxului primar

Se constată că evoluţiile fluxului primar sunt asemănătoare cu evoluţiile fluidului, în cazul MTR. Deosebirea esenţială o reprezintă însă, destinderile gazelor de ardere în turbină şi în sistemul de evacuare.

Mai precis, lucrul mecanic produs de turbină este folosit pentru comprimarea fluidului pe conturul primar dar şi pentru comprimarea fluidului care traversează conturul secundar, adică

$$l_T^* = \underbrace{l_c^*}_{I} + \underbrace{K\cdot l_v^*}_{II}.$$

Pentru a stabili lucrul mecanic consumat de ventilator, în condiţiile în care lucrul mecanic consumat de compresor şi factorul de dublu flux sunt cunoscute, trebuie făcută o analiză a destinderii gazelor de ardere, pe baza reprezentării evoluţiei de destindere a gazelor pe fluxul primar, ca în figura nr. 3.3,

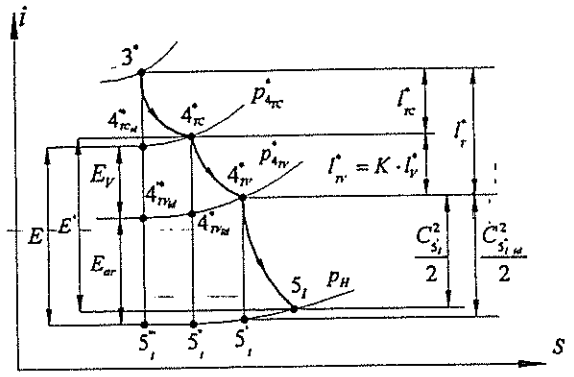


Fig. 3.3

unde:

–E' reprezintă energia disponibilă a motorului, ce se obține în condiții reale, după ce o parte a fost consumată pentru comprimarea fluidului pe fluxul primar;

–E este energia disponibilă ideală a motorului care reprezintă acea parte a energiei ideale, realizată prin destinderea gazelor de ardere ce se obține după ce o parte a fost consumată pentru comprimarea fluidului pe fluxul primar. Se poate admite, în prima aproximație, că

$$E' \approx E;$$

–E_V reprezintă energia ce revine, în condiții ideale, ventilatorului pe fluxul primar;

–E_{ar} reprezintă energia ce revine, în condiții ideale, ajutajului de reacție de pe fluxul primar. Evident,

$$E = E_V + E_{ar}. \tag{3.21}$$

Distribuția energiei disponibile, pe cele două instalații de propulsie, este dată de poziția stării $4^{*}_{TV_{id}}$. Se determină experimental și se verifică teoretic că există o anumită repartiție a energiei disponibile, între ajutajul de reacție și ventilator, pentru care F_{SP} a motorului este maximă. Fie x coeficientul de distribuție a energiei disponibile, definit prin

$$x = \frac{E_V}{E}. \tag{3.22}$$

Prin urmare,

$$E_V = x \cdot E \text{ și } E_{ar} = (1-x) \cdot E.$$

Dacă există o distribuție optimă, x_{opt}, pentru care F_{SP} este maximă, atunci va exista un lucru mecanic specific optim pentru ventilator l^{*}_{Vopt} și, respectiv, un grad de comprimare optim al ventilatorului π^{*}_{Vopt}.

Coeficientul x_{opt} este un parametru important ce stă la baza proiectării sistemului de propulsie, proiectare care se realizează, în general, la regimul de decolare al aeronavei. Ținând seama că

$$F_{SP} \approx C_{5_I} + K \cdot C_{5_{II}} - (1+K) \cdot V$$

și

$$C_{5_I} = \varphi_{ar_I} \cdot C_{5\,I_{id}},$$

în care

$$C_{5\,I_{id}} = \sqrt{2 \cdot \left(i^{*}_{4TV} - i_{5I}\right)} \cong \sqrt{2 \cdot \left(i^{*}_{4TV_{id}} - i_{5I}\right)} = \sqrt{2 \cdot E_{ar}} = \sqrt{2 \cdot (1-x) \cdot E},$$

~~atunci~~

$$C_{5\,I} \cong \varphi_{ar_I} \cdot \sqrt{2 \cdot (1-x) \cdot E}. \tag{3.23}$$

Dacă:

$-x \cdot E$ reprezintă energia ideală pe care o transferă turbina ventilatorului pe fluxul secundar;

$-x \cdot E \cdot \eta^{*}_{T}$ reprezintă energia reală pe care o transferă turbina ventilatorului pe același flux;

$-M_g \cdot x \cdot E \cdot \eta^{*}_{T}$ reprezintă întreaga energie reală pe care turbina o cedează ventilatorului măsurată la axul acestuia;

$-M_g \cdot x \cdot E \cdot \eta^{*}_{T} \cdot \eta_V$ reprezintă energia reală, totală, pe care o cedează palele ventilatorului, aerului, pe conturul exterior, secundar.

Ca atare, ecuația bilanțului de puteri devine

$$\dot{M}_g \cdot x \cdot E \cdot \eta^{*}_{T} \cdot \eta_V = \frac{1}{2} \cdot \dot{M}_{a_{II}} \cdot (C^2_{5\,II} - V^2),$$

unde termenul din dreapta reprezintă variația energiei cinetice a fluidului pe fluxul secundar. Având în vedere că

$$C_{s\,II}^2 = 2 \cdot \frac{\dot{M}_g}{\dot{M}_{a\,II}} \cdot x \cdot E \cdot \eta_T^* \cdot \eta_V + V^2$$

şi

$$\frac{\dot{M}_g}{\dot{M}_{a\,II}} \cong \frac{\dot{M}_{a\,I}}{\dot{M}_{a\,II}} = \frac{1}{K},$$

atunci

$$C_{s\,II} = \sqrt{2 \cdot \frac{x}{K} \cdot E \cdot \eta_T^* \cdot \eta_V + V^2}\,. \qquad (3.24)$$

Deci, forţa specifică devine

$$F_{SP} = \varphi_{ar} \cdot \sqrt{2 \cdot (1-x) \cdot E} + K \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{x}{K} \cdot E \cdot \eta_T^* \cdot \eta_V + V^2} - (1+K) \cdot V\,. \quad (3.25)$$

Din condiţia

$$\frac{dF_{SP}}{dx} = 0$$

se obţine x_{opt}.

Prin calcule succesive

$$-\varphi_{ar} \cdot \sqrt{2 \cdot E} \cdot \frac{1}{2 \cdot \sqrt{1-x_{opt}}} + K \cdot \frac{2 \cdot \frac{1}{K} \cdot E \cdot \eta_T^* \cdot \eta_V}{2 \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{x_{opt}}{K} \cdot E \cdot \eta_T^* \cdot \eta_V + V^2}} = 0$$

sau

$$\frac{\sqrt{1-x_{opt}}}{\sqrt{2 \cdot \frac{x_{opt}}{K} \cdot E \cdot \eta_T^* \cdot \eta_V + V^2}} = \frac{\varphi_{ar} \cdot \sqrt{2 \cdot E}}{2 \cdot E \cdot \eta_{Ti}^* \cdot \eta_V}.$$

Ridicând la pătrat, rezultă

$$\frac{1-x_{opt}}{2 \cdot \frac{x_{opt}}{K} \cdot E \cdot \eta_T^* \cdot \eta_V + V^2} = \frac{\varphi_{ar}^2}{2 \cdot E \cdot \eta_T^{*2} \cdot \eta_V^2},$$

respectiv

$$x_{opt} \cdot \left[1 + \frac{\varphi_{ar}^2}{\eta_T^* \cdot \eta_V} \cdot \frac{1}{K}\right] = 1 - \frac{\varphi_{ar}^2 \cdot V^2}{2 \cdot E \cdot \eta_T^{*2} \cdot \eta_V^2}$$

sau, în final,

$$x_{opt} = \frac{1 - \frac{1}{2 \cdot E} \cdot \left(\frac{\varphi_{ar} \cdot V}{\eta_T^* \cdot \eta_V}\right)^2}{1 + \frac{\varphi_{ar}^2}{K \cdot \eta_T^* \cdot \eta_V}}. \qquad (3.26)$$

Din relaţia (3.26) se observă că $x_{opt} = f(\varphi_{ar}, \eta_V, V, K)$. În cele ce urmează se vor analiza, pe rând, influenţele parametrilor $\varphi_{ar}, \eta_V, V, K$ asupra lui x_{opt}.

a. Studiul dependenţei $x_{opt} = f(\varphi_{ar})$

Se constată că dacă MTR DF este echipat cu un ajutaj de reacţie capabil să realizeze, la un anumit regim de zbor, un proces de curgere în ajutajul de reacţie cu pierderi de viteză mici, x_{opt} se micşorează. Aceasta înseamnă că motorul distribuie mai multă energie disponibilă ajutajului de reacţie. Aceasta se va transforma în energie cinetică, E_c, ceea ce va conduce la creşterea F_{SP} a motorului.

b. Studiul dependenţei $x_{opt} = f(\eta_V)$

Dacă la un anumit regim de zbor randamentul η_V este mai mare se constată că x_{opt} creşte, respectiv motorul va dirija o parte mai mare din energia sa disponibilă către ventilator.

În sinteză, se observă că instalaţia de propulsie ce prelucrează mai bine energia disponibilă va primi, din partea motorului, mai multă energie. Această caracteristică a motorului de a dirija energia disponibilă către instalaţia de propulsie care o foloseşte mai bine, poartă numele de autoreglare. Dacă, mai mult, ventilatorul motorului are pasul variabil atunci autoreglarea se poate realiza nu numai la un regim de zbor, ci şi la orice regim de funcţionare a motorului. Aceasta caracteristică a motorului, capabil să se adapteze la orice regim, se numeşte autoadaptare. Dacă pasul elicei este constant, atunci şi x_{opt} este constant.

c. Studiul dependenţei $x_{opt} = f(V)$

Se observă că, la creşterea vitezei de zbor, x_{opt} se micşorează ceea ce, din punct de vedere fizic, înseamnă că ventilatorul motorului va primi o energie disponibilă mai mică, cu cât viteza este mai mare. Ca urmare, va exista o viteză de zbor, V_{max}, la care toată energia disponibilă este transmisă ajutajului de reacţie, energia pe care o primeşte ventilatorul fiind nulă, adică $x_{opt} = 0$. La această viteză maximă, ventilatorul poate fi eliminat din construcţia sistemului ceea ce înseamnă că MTR DF se va transforma în MTR. Rezultă că viteza V_{max} reprezintă viteza de tranziţie de la MTR DF la MTR. Ea se poate calcula din condiţia $x_{opt} = 0$, adică

$$1 - \frac{1}{2 \cdot E} \cdot \left(\varphi_{ar} \cdot V_{max} \Big/ \eta_T^* \cdot \eta_V \right)^2 = 0 \text{ sau } \frac{\varphi_{ar} \cdot V_{max}}{\eta_T^* \cdot \eta_V} = \sqrt{2 \cdot E},$$

respectiv

$$V_{max} = \frac{\eta_T^* \cdot \eta_V}{\varphi_{ar}} \cdot \sqrt{2 \cdot E}. \qquad (3.27)$$

Deoarece, în general,

$$\eta_T^* \cdot \eta_V \cong \varphi_{ar}$$

atunci

$$V'_{max} \cong \sqrt{2 \cdot E}. \qquad (3.28)$$

Din punct de vedere al plajei de valori, această viteză maximă se situează la numere M între *2.5÷3*. În această situaţie, practic, la V_{max}, F este forţa de reacţie pe care o realizează un MTR.

Dacă viteza de zbor scade atunci x_{opt} creşte. Ca atare, valoarea maximă a coeficientului de distribuţie a energiei disponibile se poate obţine din condiţia, *V=0*, adică

$$x_{optMAX} = \frac{1}{1 + \frac{\varphi_{ar}^2}{K \cdot \eta_T^* \cdot \eta_V}}. \qquad (3.29)$$

În această situaţie, toată energia disponibilă a motorului este transferată ventilatorului, forţa de propulsie fiind forţa de tracţiune realizată pe acesta.

Deci MTR DF se transformă într-un sistem de propulsie care nu are forţă de reacţie, respectiv un sistem care foloseşte, ca instalaţie de propulsie, o elice, similar motorului turbopropulsor. Rezulă, deci că MTR DF face tranziţia de la MTP la MTR, conform schemei

$$\text{MTP } (V=0) \rightarrow \text{MTRDF} \rightarrow \text{MTR}(V = V_{max}).$$

Prin urmare, MTR DF face legătura între două sisteme de propulsie care au principii de propulsie diferite. Sistemul se adaptează în funcţie de viteza de zbor.

d. Studiul dependenţei $x_{opt} = f(K)$

Dacă factorul de dublu flux K creşte atunci şi x_{opt} creşte, ceea ce înseamnă că odată cu creşterea diametrului ventilatorului, creşte acea cotă din energia disponibilă pe care o primeşte ventilatorul.

Admițând teoretic că factorul $K \to \infty$, adică ventilatorul are un diametru foarte mare atunci,

$$x_{opt} = 1 - \frac{1}{2 \cdot E} \cdot \left(\frac{\varphi_{ar} \cdot V}{\eta_T^* \cdot \eta_V} \right)^2, \qquad (3.30)$$

unde valoarea x_{opt} corespunde motorului turbopropulsor.

Dacă factorul $K \to 0$ atunci x_{opt} are o tendință de scădere, astfel că pentru, $K=0$, $x_{opt} = 0$.

În acest caz, mai multă energie disponibilă este orientată către ajutajul de reacție, ventilatorul sistemului putând fi eliminat.

Motorul se transformă, astfel, într-un motor turboreactor. Din acest punct de vedere, are loc tranzacția, conform schemei

$$\text{MTR}\ (K=0) \to \text{MTRDF} \to \text{MTP}(K \to \infty).$$

Deci, funcțional, MTR DF este sistemul care face tranziția între MTR și MTP, comportarea lui depinzând de regimul de zbor. Se face mențiunea că regimul poate influența și factorul K.

Pentru a stabili x_{opt} și, implicit, pentru a determina forța maximă a MTR DF, este necesar să se cunoască valoarea energiei disponibile a motorului precum și parametrii de bază ai turbinei și ajutajului de reacție.

Prin definiție, E este

$$E = i_{4TCId}^* - i_{5^*} = \underbrace{i_4^* - i_{5^*}}_{\Delta i_{id_d}} - \underbrace{\left(i_3^* - i_{4TCId}^* \right)}_{l^*_{TCId}}$$

sau

$$E = \Delta i_{id_d} - l^*_{TCId}, \qquad (3.31)$$

unde s-au notat cu:

$-\Delta i_{id}$, variația de entalpie ideală pe întreaga destindere;

$-l^*_{TCid}$, lucrul mecanic specific de comprimare al compresorului în condiții ideale.

Ținând seama că

$$\Delta i_{id\,d} = \Delta i_{id\,destindere} = i_3^* \cdot \left(1 - \frac{i_{5^*}}{i_3^*} \right) = i_3^* \cdot \left[1 - \left(\frac{p_H}{p_3^*} \right)^{\frac{k'-1}{k'}} \right],$$

atunci

$$\Delta i_{id\,destindere} = i_3^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*} \right)^{\frac{k'-1}{k'}} \right]. \qquad (3.32)$$

Pe de altă parte,

$$l^*_{TCId} = \frac{l^*_{TC}}{\eta_T^*} = \frac{l_C^*}{\eta_T^* \cdot \eta_m}$$

sau

$$l^*_{TCId} = \frac{l^*_{CId}}{\eta_T^* \cdot \eta_C^* \cdot \eta_m} = \frac{i_H^* \cdot \left(\pi_c^{*\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}{\eta_T^* \cdot \eta_C^* \cdot \eta_m}. \qquad (3.33)$$

Înlocuind relațiile (3.32) și (3.33) în (3.31) se obține expresia energiei disponibile

$$E = i_3^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*} \right)^{\frac{k'-1}{k'}} \right] - \frac{i_H^* \cdot \left(\pi_c^{*\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}{\eta_T^* \cdot \eta_C^* \cdot \eta_m}. \qquad (3.34)$$

Între x_{opt}, energia disponibilă și l^*_V există o dependență care se poate stabili din considerente mecanice. Astfel, dacă:

$-x \cdot E$ reprezintă energia ideală pe care o transferă turbina ventilatorului;

$-x \cdot E \cdot \eta_T^*$ reprezintă energia reală pe care o transferă turbina ventilatorului;

$-\dot{M}_g \cdot x \cdot E \cdot \eta_T^*$ reprezintă întreaga energie reală pe care turbina o cedează ventilatorului, măsurată la axul acestuia. Atunci, din condiţia ca aceasta să fie egală cu energia pe care o primeşte aerul de pe fluxul secundar, rezultă

$$\dot{M}_g \cdot x \cdot E \cdot \eta_T^* = \dot{M}_{all} \cdot l_V^* .$$

Prin urmare,

$$l_V^* = \frac{\dot{M}_g}{\dot{M}_{all}} \cdot x \cdot E \cdot \eta_T^* \cong \frac{\dot{M}_{al}}{\dot{M}_{all}} \cdot x \cdot E \cdot \eta_T^*$$

sau

$$l_V^* = \frac{x}{K} \cdot E \cdot \eta_T^* \qquad (3.35)$$

care, la regimul optim, devine

$$l_{V\,opt}^* = \frac{x_{opt}}{K} \cdot E \cdot \eta_T^* , \qquad (3.36)$$

Lucrul mecanic optim al ventilatorului este acea mărime pe baza căreia se calculează caracteristicile şi performanţele ventilatorului motorului.

Tot acest calcul se realizează la punct fix, adică în momentul în care începe procedura de decolare a aeronavei, când aceasta solicită o forţă maximă de propulsie. Prin urmare, lucrul mecanic al turbinei devine

$$l_T^* = l_C^* + K \cdot l_{V\,opt}^* . \qquad (3.37)$$

Pe baza acestuia, evoluţia de destindere a gazelor, pe ciclul primar al motorului, este perfect determinată, ca în figura nr. 3.4

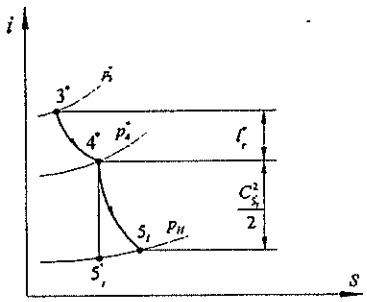


Fig. 3.4

3.1.4.2. Studiul ciclului real al fluxului secundar

Pe fluxul secundar fluidul de propulsie parcurge două evoluţii termodinamice:

–o comprimare adiabatică;

–o destindere adiabatică.

Evoluţia fluxului secundar este prezentată în figura nr. 3.5.

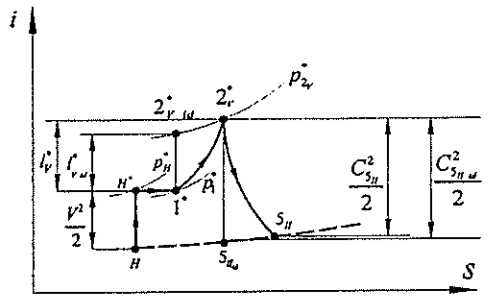


Fig. 3.5

Viteza reală a aerului, la ieşirea din circuitul secundar, este

$$C_{sII} = \varphi_{arII} \cdot C_{sIIid} , \qquad (3.38)$$

în care

$$C_{sIIid} = \sqrt{2 \cdot \left(i_{2V}^* - i_{sIIid}\right)} = \sqrt{2 \cdot i_{2V}^* \cdot \left(1 - \frac{i_{sIIid}}{i_{2V}^*}\right)}$$

sau

$$C_{5IIid} = \sqrt{2 \cdot i^*_{2V} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_H}{p^*_{2v}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Evident,

$$\frac{p_H}{p^*_{2v}} = \frac{p_H}{p^*_H} \cdot \frac{p^*_H}{p^*_I} \cdot \frac{p^*_I}{p^*_{2V}} = \frac{1}{\pi_d \cdot \sigma^*_{da} \cdot \pi^*_V}.$$

Ca urmare,

$$C_{5IIid} = \sqrt{2 \cdot i^*_{2v} \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma^*_{da} \cdot \pi^*_V} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]},$$

în care

$$i^*_{2V} = i^*_H + l^*_V = i^*_H + i^*_H \cdot \frac{\pi^{*\frac{k-1}{k}}_V - 1}{\eta^*_V} = i^*_H \cdot \left(1 + \frac{\pi^{*\frac{k-1}{k}}_V - 1}{\eta^*_V} \right). \quad (3.39)$$

Înlocuind, se obține

$$C_{5II} = \varphi_{arII} \cdot \sqrt{2 \cdot A \cdot B \cdot (1 - C)}, \quad (3.40)$$

unde

$$A = \left(i_H + \frac{V^2}{2} \right),$$

$$B = \left(1 + \frac{\pi^{*\frac{k-1}{k}}_V - 1}{\eta^*_V} \right),$$

$$C = \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma^*_{da} \cdot \pi^*_V} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

relație ce permite stabilirea performanțele sistemului pe fluxul secundar.

3.1.5 Caracteristicile de exploatare ale motorului turboreactor dublu flux cu fluxuri separate

3.1.5.1. Generalități

Ca și în cazul MTR se pot defini caracteristicile de exploatare ale MTR DF–S, ca fiind familiile de curbe care dau variațiile forței de tracțiune și ale consumului specific de combustibil în funcție de unul dintre parametrii regimului de zbor sau regimului de funcționare, când ceilalți sunt constanți.

Se pot preciza trei familii de caracteristici:

–Caracteristica de viteză;

–Caracteristica de înălțime;

–Caracteristica de turație.

În cele ce urmează, se va trata, pe rând, fiecare familie de curbe caracteristice.

3.1.5.2. Caracteristica de viteză

Caracteristica de viteză se definește ca fiind familia de curbe ce cuprinde variațiile forței de tracțiune și consumului specific de combustibil în funcție de viteza de zbor, în condițiile în care înălțimea este constantă, și turația constantă și egală cu turația nominală.

Analitic se poate scrie

$$\begin{cases} F = F(V) \\ c_{SP} = c_{SP}(V) \end{cases}\Bigg|_{H=ct,\ n=ct,\ n=n_n} \quad (3.41)$$

3.1.5.2.1. Baze fizice

Se va ține, în continuare, cont că

$$F = \dot{M}_{al} \cdot F_{SP}$$

$$F_{SP} = F_{SPI} + K \cdot F_{SP_{II}}$$

$$F_{SP_I} = (1 + m_c) \cdot C_{5I} - V$$

$$F_{SP_{II}} = C_{5II} - V$$

$$c_{SP} \sim \frac{1}{\alpha \cdot F_{SP}}.$$

Deoarece procesele care au loc pe fluxul primar sunt asemănătoare cu cele care au loc în cazul MTR, atunci influenţele vitezei asupra debitului de aer primar şi asupra forţei specifice de tracţiune, ale acestui contur, vor fi asemănătoare.

Ca atare, debitul de aer creşte odată cu mărirea vitezei de zbor. Totodată, forţa specifică de tracţiune pe fluxul primar se va micşora continuu la creşterea vitezei de zbor.

Evident, la mărirea vitezei de zbor cresc, atât debitul primar cât şi cel secundar. Întrucât, pe fluxul primar se realizează, în secţiunea minimă a canalului de lucru, un regim critic de curgere, atunci debitul de fluid primar creşte mai încet decât debitul de fluid secundar. În consecinţă, la creşterea vitezei, factorul de dublu flux se va mări.

Influenţa vitezei de zbor asupra vitezei de evacuare a aerului pe fluxul secundar, se poate stabili dacă se analizează, comparativ, ciclurile reale ale aerului de pe fluxul secundar, pentru două viteze de zbor diferite şi aceeaşi înălţime de zbor, ca în figura nr. 3.6

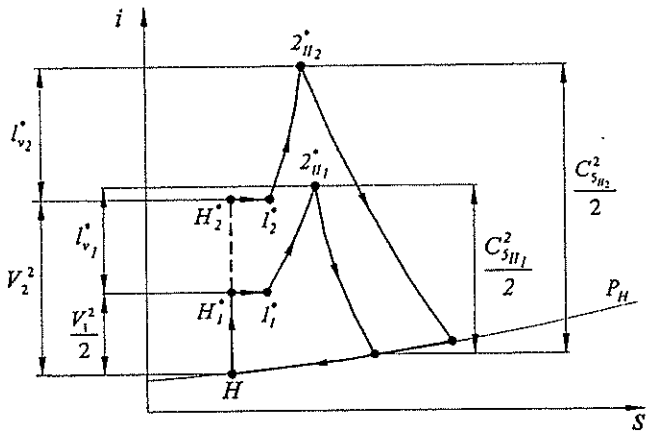


Fig. 3.6

Din analiza celor două cicluri rezultă următoarele:

–La creşterea vitezei de zbor creşte energia specifică a aerului la intrare în ventilator. Deoarece turaţia ventilatorului este constantă, atunci lucrul mecanic de comprimare al ventilatorului este constant, adică

$$l_{V_1}^* = l_{V_2}^*; \qquad (3.42)$$

–Odată cu viteza se măreşte energia potenţială a aerului la intrare în sistemul de evacuare al fluxului secundar. Deoarece destinderea aerului, pe acest contur, este completă, atunci creşte energia disponibilă a fluidului în sistemul de evacuare;

–Creşte viteza de evacuare a aerului pe fluxul secundar respectiv

$$C_{5II_2} > C_{5II_1}.$$

Deoarece viteza C_{5II} creşte cu viteza, mai lent decât viteza de zbor, atunci forţa specifică a fluxului secundar se va micşora.

Având în vedere, tendinţele de variaţie ale F_{SP_I}, K şi $F_{SP_{II}}$, la creşterea vitezei forţa specifică totală a motorului scade continuu.

Scăderea forței specifice a motorului este mai puternică decât creșterea debitului de aer pe fluxul primar și, ca atare, forța de tracțiune se va micșora continuu la creșterea vitezei de zbor.

Toate aceste tendințe sunt sintetizate în figura nr.3.7

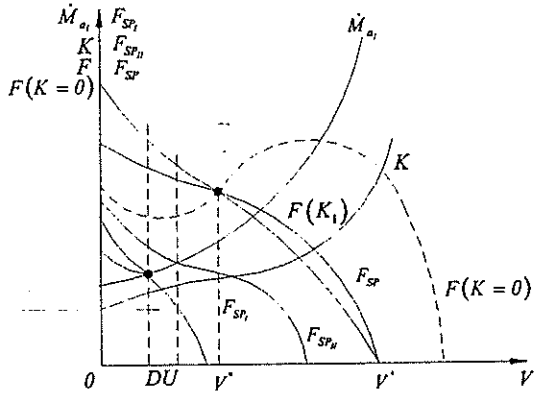


Fig. 3.7

Se constată următoarele:

–Există o viteză V' la care forța de tracțiune a motorului se anulează;

–Pe toată gama de viteze $(0, V')$, forța de tracțiune scade continuu;

–La creșterea lui K, gama de viteze pe care motorul realizează o forță de tracțiune se micșorează;

–Influența vitezei asupra F se mărește o dată cu K;

Dacă pe imagine se suprapune și variația forței de tracțiune a motorului turboreactor simplu flux $(K=0)$ se observă următoarele:

–Există o viteză V'', $(M''=1,2–1,5)$ care împarte domeniul de utilizare a celor două sisteme în două. Astfel:

–Pentru $V<V''$, forța de tracțiune a MTR DF–S este mai mare decât forța de tracțiune a MTR, $F_{\overline{MTRDF-S}}>F_{MTR}$;

–Pentru $V>V''$, $F_{MTR}>F_{MTRDF-S}$;

–În regim de zbor subsonic, MTR DF–S este superior ca forță MTR;

–În regim de zbor supersonic, superioritatea în domeniul forței

de tracțiune o are MTR;

–În domeniul vitezelor uzuale de zbor DU, care corespunde la $M=0,8–0,95$, MTR DF asigură o forță de tracțiune superioară MTR;

–O dată cu creșterea lui K se restrânge domeniul de utilizare a MTR DF–S, acesta însă, include, în continuare, domeniul uzual DU.

În ceea ce privește consumul specific de combustibil, se ține seama că ponderea forței specifice, în raport cu excesul de aer, este mai mare și, ca atare, produsul $\alpha \cdot F_{SP}$ se va micșora la creșterea vitezei de zbor.

Drept urmare, consumul specific de combustibil va crește continuu cu viteza de zbor, figura nr. 3.8.

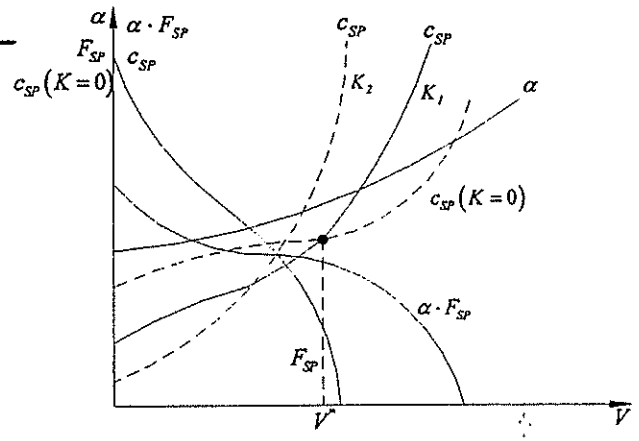


Fig. 3.8

Dacă se reprezintă, în figura nr. 3.8, și variația c_{SP} în cazul MTR $(K=0)$, se constată că există o viteză de zbor V''' care corespunde unui $M=1,2–1,5$ si care separă domeniul de influență al vitezei în două subdomenii. Astfel:

–Pentru $V<V'''$, MTR DF–S este mai economic decât MTR;

–Pentru $V>V'''$, MTR devine mai economic decât MTR DF–S.

Ca urmare, în regim de zbor subsonic, MTR DF–S este mai economic decât MTR, iar în regim de zbor supersonic, lucrurile se inversează.

Se constată, de asemenea, că la creşterea lui K, $K_2 > K_1$, scade V''' şi creşte influenţa vitezei de zbor asupra consumului specific de combustibil.

Analizând global, cele două curbe care alcătuiesc caracteristica de viteză se constată că în domeniul regimurilor de zbor subsonic MTR DF–S are performanţe superioare MTR,adică

$$-F_{MTRDF-S} > F_{MTR};$$

$$-c_{SP_{MTRDF-S}} < c_{SP_{MTR}}.$$

3.1.5.3. Caracteristica de înălţime

Prin caracteristica de înălţime, sau de altitudine se înţelege ansamblul de curbe care cuprinde variaţiile F şi c_{SP}, în funcţie de înălţimea de zbor, în condiţiile în care viteza de zbor este constantă şi turaţia motorului constantă şi egală cu turaţia nominală.

Analitic se poate exprima prin

$$\begin{cases} F = F(H) \\ c_{SP} = c_{SP}(H) \end{cases} \Big| V = ct., n = ct. = n_n \qquad (3.43)$$

3.1.5.3.1. Baze fizice

Ca şi în cazul MTR, se vor analiza calitativ, influenţele înălţimii de zbor asupra principalelor mărimi, îndeosebi în troposferă, ştiut fiind faptul că în stratosferă, acestea nu se modifică esenţial.

Prin urmare, pe fluxul primar, debitul de aer $\dot{M}_{al}$ şi F_{SP_I} au varaţii, cu înălţimea de zbor, identice cu cele de la MTR.

La creşterea înălţimii de zbor, $\dot{M}_{al}$ scade polinomial, iar F_{SP_I} creşte.

Deoarece la creşterea înălţimii de zbor ambele debite de fluid scad, $\dot{M}_{al}$ şi $\dot{M}_{all}$ atunci, tendinţa de variaţie a factorului de dublu flux va fi dată de procesele din ciclul primar. Prezenţa unui regim de curgere critic, pe fluxul primar, în secţiunea de arie minimă a canalului de lucru, face ca $\dot{M}_{al}$

să scadă mai încet decât $\dot{M}_{all}$. Ca atare, K scade continuu la creşterea înălţimii de zbor.

Pentru a afla tendinţa de variaţie a vitezei de evacuare a aerului pe ciclul secundar, C_{5II}, cu înălţimea de zbor, se reprezintă ciclul real al fluxului secundar pentru două înălţimi oarecare şi aceeaşi viteză de zbor, figura nr. 3.9.

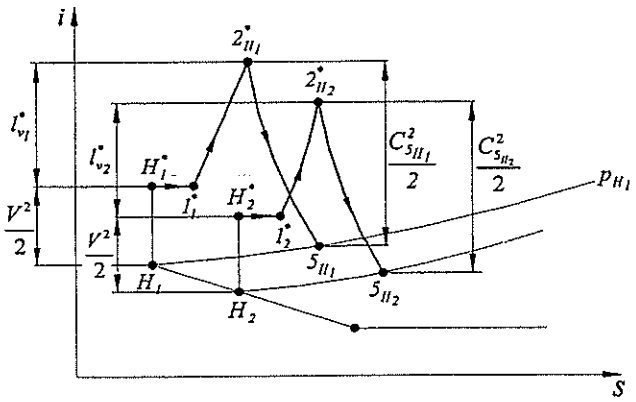


Fig. 3.9

Se poate observa că, la creşterea înălţimii de zbor, se micşorează energia potenţială a aerului la intrare în sistemul de evacuare al fluxului secundar, $p^*_{II_2} < p^*_{II_1}$ şi aceasta în condiţiile în care lucrul mecanic consumat de ventilator nu este dependent de regimul de zbor şi, turaţia ventilatorului fiind constantă.

Cu toate acestea, în situaţia unei destinderi complete a aerului, energia disponibilă a acestuia creşte şi, ca urmare, are loc o creştere a vitezei de evacuare a aerului pe fluxul secundar, adică

$$C_{5II_2} > C_{5II_1}.$$

În aceste condiţii, la creşterea înălţimii de zbor, forţa specifică de tracţiune a fluxului secundar creşte în troposferă, deci

$$F_{SP_{H_2}} > F_{SP_{H_1}}.$$

Luând în considerare tendinţele de variaţie ale F_{SP_I}, K şi F_{SP_H} la creşterea înălţimii de zbor, se poate afirma că forţa specifică de tracţiune a motorului creşte o dată cu creşterea înălţimii de zbor.

Deoarece în produsul $\dot{M}_{a_I} \cdot F_{SP}$, care constituie forţa de tracţiune a MTR DF–S, ponderea mai mare o are debitul de aer atunci se poate constata o scădere a forţei globale de tracţiune la creşterea înălţimii de zbor, mai pronunţată în stratosferă.

Toate aceste tendinţe sunt cuprinse în figura nr. 3.10.

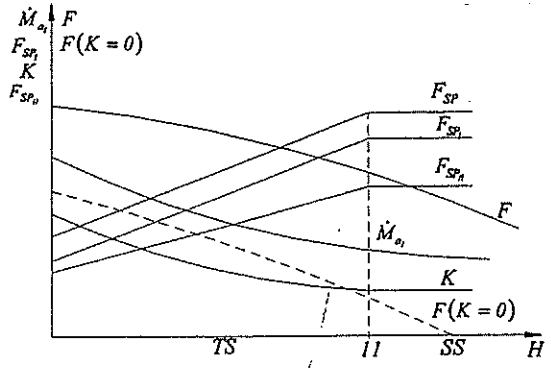


Fig. 3.10

Deoarece factorul K scade, la limită, pentru MTR, K=0, forţa de tracţiune se micşorează, dar păstrează aceeaşi alură de variaţie.

Cât priveşte consumul specific de combustibil se ţine seama că forţa de tracţiune are o pondere mai mare în variaţia produsului $\alpha \cdot F_{SP}$, care va creşte. Drept urmare, c_{SP} se va micşora o dată cu creşterea înălţimii de zbor, figura nr. 3.11.

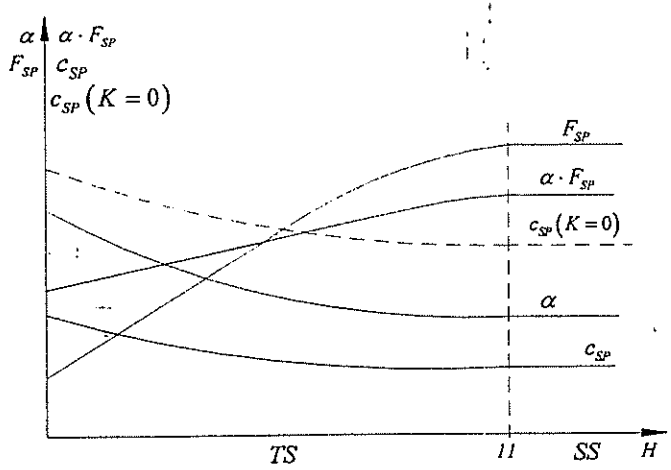


Fig. 3.11

Pe măsură ce factorul K se micşorează, se constată că valoarea consumului specific se măreşte, astfel încât, în cazul MTR, K=0, acesta are valoarea maximă. Deci, pe toată gama de înălţimi, MTR DF–S este mai economic decât MTR.

Analizând simultan, cele două curbe, care alcătuiesc caracteristica de înălţime, concluzia este aceeaşi, şi anume că MTR DF–S are performanţe superioare MTR la orice înălţime de zbor adică

$$-F_{MTRDF-S} > F_{MTR};$$

$$-c_{SP_{MTRDF-S}} < c_{SP_{MTR}}.$$

Totodată, se constată că cea mai bună înălţime de zbor pentru un avion echipat cu MTR DF–S este aceea în care, forţa de tracţiune are o valoare apreciabilă şi consumul specific de combustibil este minim.

Evident, că această înălţime este de *11 km*, limita superioară a troposferei.

3.1.5.4. Calculul analitic al caracteristicilor de viteză şi de înălţime ale MTR DF–S

Evident,

$$F = \dot{M}_{a_I} \cdot F_{SP},$$

în care, $\dot{M}_{a_I}$, ca şi în cazul MTR, este dat de expresia cunoscută

$$\dot{M}_{a_I} = \dot{M}_{a_{I0}} \cdot \pi_d \cdot \frac{\pi_c^*}{\pi_{c0}^*} \cdot \frac{p_H}{p_0}.$$

În această relaţie, π_d şi π_c^*, au expresiile stabilite anterior, adică

$$\pi_d = \left(1 + \frac{V^2}{2 \cdot i_H}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

şi

$$\pi_c^* = \left(1 + \frac{l_{cido}^*}{i_H + \frac{V^2}{2}}\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

În ce priveşte forţa de tracţiune specifică totală a motorului, F_{SP}, aceasta are forma

$$F_{SP} = F_{SP_I} + K \cdot F_{SP_{II}},$$

în care, la destindere completă

$$F_{SP_I} = (1 + m_c) \cdot C_{5I} - V$$

şi

$$F_{SP_{II}} = C_{5II} - V.$$

Aportul de combustibil m_c, are aceeaşi expresie ca şi la MTR, iar viteza gazelor de ardere pe fluxul primar este dată de relaţia

$$C_{5I} = \varphi_{ar_I} \sqrt{2 \cdot \left\{ i_3^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] - \frac{l_T^*}{\eta_T^*} \right\}}, \qquad (3.44)$$

unde

$$l_T^* = l_c^* + K \cdot l_v^*,$$

iar

$$l_c^* = l_{ca}^*,\ l_v^* = l_{vo}^*$$

şi

$$K = K(V, H),$$

funcţie care se va stabili ulterior.

Viteza aerului, la evacuare, pe fluxul secundar este

$$C_{5II} = \varphi_{ar_{II}} \cdot \sqrt{2 \cdot i_{2V}^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_V^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]},$$

în care:

$$i_{2V}^* = i_H + \frac{V^2}{2} + l_{V0}^* \qquad (3.45)$$

şi

$$\pi_V^* = \left(1 + \frac{l_{Vido}^*}{i_H + \frac{V^2}{2}}\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Partea cea mai delicată a calculului caracteristicilor de viteză şi înălţime o constituie determinarea funcţiei $K=K(V,H)$, care defineşte variaţia factorului de dublu flux.

Prin definiție

$$K = \frac{\dot{M}_{aII}}{\dot{M}_{aI}},$$

în care debitul pe fluxul secundar, se exprimă în secțiunea 5_{II}–5_{II} prin relația:

$$\dot{M}_{aII} = a \cdot \frac{p^*_{5II}}{\sqrt{T^*_{5II}}} \cdot A_{5II} \cdot q(\lambda_{5II}), \qquad (3.46)$$

unde

$$p^*_{5II} = p^*_{2V} \cdot \sigma^*_{arII}$$

și

$$T^*_{5II} = T^*_{2V}.$$

Ca atare, înlocuind, rezultă

$$\dot{M}_{aII} = a \cdot \sigma^*_{arII} \cdot \frac{p^*_{2V}}{\sqrt{T^*_{c_V}}} \cdot A_{5II} \cdot q(\lambda_{s_{II}}). \qquad (3.47)$$

Se aplică această relație la punct fix, adică

$$\dot{M}_{aII_o} = a \cdot \sigma^*_{arII} \frac{p^*_{2Vo}}{\sqrt{T^*_{2Vo}}} \cdot A_{5II} \cdot q(\lambda_{5IIo}). \qquad (3.48)$$

Dacă se împart expresiile (3.47 și (3.48).

$$\dot{M}_{aII} = \dot{M}_{aIIo} \cdot \frac{p^*_{2V}}{p^*_{2Vo}} \cdot \sqrt{\frac{T^*_{2Vo}}{T^*_{2V}}} \cdot \frac{q(\lambda_{5II})}{q(\lambda_{5IIo})}. \qquad (3.49)$$

Se ține seama că

$$p^*_{2V} = p_H \cdot \pi_d \cdot \sigma^*_{da} \cdot \pi^*_V$$

și

$$p^*_{2Vo} = p_o \cdot 1 \cdot \sigma^*_{da} \cdot \pi^*_{Vo},$$

respectiv

$$\frac{p^*_{2V}}{p^*_{2Vo}} = \pi_d \cdot \frac{p_H}{p_o} \cdot \frac{\pi^*_v}{\pi^*_{Vo}}. \qquad (3.50)$$

Totodată, în zbor

$$T^*_{2V} = T^*_H + l^*_V$$

și la punct fix

$$T^*_{2Vo} = T_o + l^*_{Vo}$$

și, ca atare,

$$\frac{T^*_{2Vo}}{T^*_{2V}} = \frac{T_o + l^*_V}{T^*_H + l^*_{Vo}}, \qquad (3.51)$$

deoarece, la $n = ct.$, $l^*_V = l^*_{V0}$.

Calculul funcției gazodinamice a debitului se face pe baza definiției coeficientului de viteză

$$\lambda_{5II} = \frac{C_{5II}}{\sqrt{2 \cdot \frac{k-1}{k+1} \cdot i^*_{2V}}} \qquad (3.52)$$

sau, înlocuind cele două mărimi C_{5II} și i^*_{2V}, cu expresiile lor

$$\lambda^2_{5II} = \varphi^2_{arII} \cdot \frac{k+1}{k-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma^*_{da} \cdot \pi^*_V}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]. \qquad (3.53)$$

Cu ajutorul relației (3.53) se pot determina $q(\lambda_{5II})$, λ_{5IIo}, $q(\lambda_{5IIo})$ și, bineânțeles,

$$\frac{q(\lambda_{5II})}{q(\lambda_{5IIo})} = \overline{q}(\lambda_{5II}).$$

În final, expresia debitului de aer pe fluxul secundar, devine

$$\dot{M}_{all} = \dot{M}_{allo} \cdot \pi_d \cdot \frac{p_H}{p_o} \cdot \frac{\pi_V^*}{\pi_{Vo}^*} \cdot \sqrt{\frac{T_o + l_{Vo}^*}{T_H^* + l_{Vo}^*}} \cdot \bar{q}(\lambda_{5II}). \qquad (3.54)$$

Prin urmare, relaţia care exprimă factorul de dublu flux, K, în funcţie de regimul de zbor va fi

$$K = K_o \cdot \frac{\pi_V^*}{\pi_{Vo}^*} \cdot \frac{\pi_{co}^*}{\pi_c^*} \cdot \sqrt{\frac{T_o + l_{Vo}^*}{T_H^* + l_{Vo}^*}} \cdot \bar{q}(\lambda_{5II}). \qquad (3.55)$$

Pentru calculul consumului specific de combustibil se ţine seama că

$$c_{SP} = 3600 \cdot \frac{m_c}{F_{SP}},$$

unde

$$m_c = \frac{i_3^* - i_H^* - l_{co}^*}{P_{ci} \cdot \xi_{ca}}.$$

3.1.5.5. Caracteristica de turaţie

Se defineşte caracteristică de turaţie familia de curbe care cuprinde variaţiile F şi c_{SP}, în funcţie de turaţia motorului n, sau turaţia relativă a motorului $\bar{n}$, pentru un regim de zbor constant.

Analitic

$$\begin{cases} F = F(\bar{n}) \\ c_{SP} = c_{SP}(\bar{n}) \end{cases} \Big| H = ct., V = ct. \qquad (3.56)$$

3.1.5.5.1. Baze fizice

Din punct de vedere fizic, la creşterea turaţiei motorului se realizează, pe de o parte, creşterile lui $\dot{M}_{al}, \dot{M}_{all}$, iar pe de altă parte, mărirea factorului de dublu flux.

Totodată, creşterea temperaturii maxime cu turaţia conduce, în final, la creşterile celor două forţe specifice de tracţiune F_{SP_I} şi $F_{SP_{II}}$.

Ca atare, forţa totală specifică de tracţiune F_{SP}, se va mări o dată cu turaţia.

Ţinând seama de cele două tendinţe de variaţie ale F_{SP} şi ale $\dot{M}_{al}$, cu turaţia, se poate estima că forţa de tracţiune a motorului creşte cu turaţia, figura nr. 3.12.

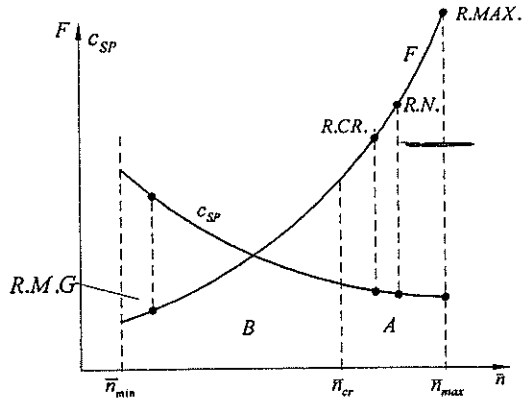


Fig. 3.12

Creşterea forţei specifice cu turaţia, generează o scădere continuă a consumului specific de combustibil, ca în figura nr. 3.12.

Ca urmare, MTR DF–S este singurul sistem de propulsie la care consumul specific de combustibil scade continuu la creşterea turaţiei motorului.

Pe caracteristica de turaţie, se pot defini regimurile de funcţionare ale motorului:

–Regimul maxim, *R.MAX.;*

–Regimul nominal, *R.N.;*

–Regimul de croazieră *R.CR.*;

–Regimul de mers în gol, *R.M.G.*

Ca principiu, aceste regimuri se definesc ca şi în cazul MTR. Deosebirea fundamentală rezidă în faptul că, în cazul MTR DF–S, nu mai există un regim de croazieră economică.

Similar cu MTR şi în cazul MTR DF–S există un regim de funcţionare critic la care în secţiunea de arie minimă a canalului de lucru regimul de curgere este critic, definit prin $\bar{n}_{cr}$.

Ca atare, MTR DF–S are două domenii de regimuri de funcţionare:

–Domeniul regimurilor critice şi supracritice, *A*, în care

$$\bar{n}_{max} > \bar{n} \geq \bar{n}_{cr}$$

şi care, cuprinde regimurile fundamentale de funcţionare ale motorului;

–Domeniul regimurilor subcritice *B*, în care

$$\bar{n}_{min} < \bar{n} < \bar{n}_{cr}.$$

3.1.5.5.2. Calculul caracteristicii de turaţie în domeniul regimurilor supracritice

Se ţine seama că

$$F = \dot{M}_{al} \cdot F_{SP},$$

în care, ca şi în cazul MTR

$$\dot{M}_{al} = \dot{M}_{al_n} \cdot \frac{p_3^*}{p_{3n}^*} \cdot \sqrt{\frac{T_{3n}^*}{T_3^*}}. \qquad (3.57)$$

Cum însă

$$p_3^* = p_1^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*$$

şi

$$p_{3n}^* = p_1^* \cdot \pi_{cn}^* \cdot \sigma_{ca}^*,$$

atunci debitul pe fluxul primar devine

$$\dot{M}_{al} = \dot{M}_{aln} \cdot \frac{\pi_c^*}{\pi_{cn}^*} \cdot \sqrt{\frac{T_{3n}^*}{T_3^*}}, \qquad (3.58)$$

în care π_c^* are expresia

$$\pi_c^* \approx \left[1 + \bar{n}^{-2} \cdot \left(\pi_{cn}^{*\frac{k-1}{k}} - 1\right)\right]^{\frac{k}{k-1}}.$$

Ceea ce deosebeşte fundamental MTR DF–S de MTR este legea de variaţie a temperaturii maxime a gazelor de ardere cu turaţia. Pentru a stabili această dependenţă se face observaţia că în prezenţa unui regim dublu critic în motor, gradul de destindere al gazelor de ardere în turbină este independent de regimul de funcţionare, adică, $\delta_T^* = ct.$

În aceste condiţii,

$$\frac{l_T^*}{i_3^*} = ct.$$

şi, evident,

$$i_3^* = ct. \cdot l_T^*$$

sau

$$i_3^* = ct. \cdot \left(l_c^* + K \cdot l_V^*\right).$$

Ţinând seama că

$$l_c^* = l_{cn}^* \cdot \bar{n}^{-2}$$

şi

$$l_V^* = l_{Vn}^* \cdot \bar{n}^{-2}$$

atunci entalpia maximă a gazelor de ardere devine

$$i_3^* = ct. \cdot \bar{n}^{-2} \cdot \left(l_{cn}^* + K \cdot l_{Vn}^*\right), \qquad (3.59)$$

în care

$$K = K\left(\bar{n}\right).$$

Aplicând, la regim nominal, relația (3.59), se obține

$$i^*_{3n} = ct. \cdot 1 \cdot \left(l^*_{cn} + K_n \cdot l^*_{Vn}\right). \tag{3.60}$$

Eliminând constanta, între cele două relații, rezultă

$$i^*_3 = i^*_{3n} \cdot \bar{n}^{-2} \cdot \frac{l^*_{cn} + K\left(\bar{n}\right) \cdot l^*_{Vn}}{l^*_{cn} + K_n \cdot l^*_{Vn}}. \tag{3.61}$$

Se face mențiunea că K_n se calculează pe caracteristicile de viteză și înălțime utilizând relațiile din paragrafele anterioare. Același regim îl au și $\dot{M}_{aln}, \pi^*_{cn}$.

Înlocuind în expresia debitului, relația (3.58), rezultă

$$\dot{M}_{al} = \dot{M}_{aln} \cdot \frac{\pi^*_c}{\pi^*_{cn}} \cdot \frac{1}{\bar{n}} \cdot \sqrt{\frac{l^*_{cn} + K_n \cdot l^*_{Vn}}{l^*_{cn} + K\left(\bar{n}\right) \cdot l^*_{Vn}}}. \tag{3.62}$$

Pentru calculul variației factorului de dublu flux K cu turația, se ține seama că debitul de aer pe fluxul secundar variază liniar cu turația, adică

$$\dot{M}_{all} = \dot{M}_{alln} \cdot \bar{n}. \tag{3.63}$$

Prin urmare, factorul de dublu flux,

$$K = \frac{\dot{M}_{all}}{\dot{M}_{al}}$$

devine, înlocuind cele două expresii,

$$K\left(\bar{n}\right) = K_n \cdot \bar{n}^{-2} \cdot \frac{\pi^*_{cn}}{\pi^*_c} \cdot \sqrt{\frac{l^*_{cn} + K\left(\bar{n}\right) \cdot l^*_{Vn}}{l^*_{cn} + K_n \cdot l^*_{Vn}}}. \tag{3.64}$$

Relația (3.64) reprezintă o ecuație de gradul doi în K, ce se poate rezolva pentru fiecare $\bar{n}$.

Forța specifică a motorului este

$$F_{SP} = F_{SP_I} + K \cdot F_{SP_{II}},$$

unde

$$F_{spI} = \left(1 + m_c\right) \cdot C_{sI} - V$$

și

$$F_{SP_{II}} = C_{sII} - V.$$

Relația de definiție a vitezei C_{sI} este cunoscută din paragrafele precedente. Se ține seama însă de variațiile cu $\bar{n}$ ale i^*_3, π^*_c, l^*_c, l^*_V și K.

Viteza de evacuare a aerului pe fluxul secundar este dată de relația

$$C_{sII} = \varphi_{arII} \cdot \sqrt{2 \cdot \left(i^*_H + l^*_{Vn} \cdot \bar{n}^2\right) \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma^*_{da} \cdot \pi^*_V}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}.$$

Consumul specific de combustibil se obține din relația cunoscută

$$c_{SP} = 3600 \cdot \frac{m_c}{F_{SP}},$$

unde

$$m_c = \frac{i^*_3\left(\bar{n}\right) - i^*_H - \bar{n}^2 \cdot l^*_{cn}}{P_{ci} \cdot \xi_{ca}}.$$

3.1.5.6. Caracteristica universală

Prin caracteristică universală se înțelege familia de curbe care cuprinde variațiile parametrilor de similitudine ai performanțelor motorului în funcție de M și de parametrul de similitudine al turației.

Analitic, se poate scrie

$$\begin{cases} \dfrac{F}{p_1^*} = f(M) \\ \dfrac{c_{SP}}{\sqrt{T_1^*}} = f(M) \end{cases} \tag{3.65}$$

pentru $n/\sqrt{T_1^*} = ct.$, sau

$$\begin{cases} \dfrac{F}{p_1^*} = f\left(\dfrac{n}{\sqrt{T_1^*}}\right) \\ \dfrac{c_{SP}}{\sqrt{T_1^*}} = f\left(\dfrac{n}{\sqrt{T_1^*}}\right), \end{cases} \tag{3.66}$$

pentru $M = ct.$

3.2. Motorul turboreactor dublu flux cu fluxuri amestecate (MTRDF-AM)

3.2.1. Generalităţi

Pentru $K<1.5$, există posibilitatea ca fluxul primar de gaze de ardere şi fluxul secundar de aer să se amestece într-o zonă situată în avalul turbinei, rezultând, în final, un flux unic de fluid de propulsie care va reprezenta suportul unei componente de reacţie a forţei de propulsie. În acest flux de amestec de gaze se poate face o nouă injecţie de combustibil, se poate realiza o nouă ardere. Prin aceasta, se măreşte energia potenţială a gazelor de ardere şi forţa de propulsie a sistemului. Practic, forţa de propulsie a sistemului creşte, uneori cu un procent de până la 100%. Faţă de motoarele turboreactoare, motoarele turboreactoare dublu flux, cu fluxuri amestecate, au următoarele avantaje:

1. Prin postcombustie forţa de propulsie F este aproape de două ori mai mare decât forţa de tracţiune a unui MTR cu postcombustie. Datorită

creşterii forţei, sistemul este folosit în special pentru echiparea aeronavelor ce evoluează cu viteze supersonice, M=2÷3;

2. Deoarece factorul de diluţie, K, are o valoare mică, secţiunea frontală a motorului este comparabilă cu cea a unui MTR. Ca atare, forţa de tracţiune frontală specifică a MTR DF–AM este mai mare decât forţa de tracţiune frontală specifică a MTR. Totodată o secţiune frontală mică înseamnă un coeficient de rezistenţă la înaintare mic.

3.2.2. Performanţele MTR DF–AM

Se vor nota cu indicele *am* toţi parametrii termodinamici, geometrici şi cinematici ai sistemului în urma amestecului celor două fluxuri. Ca urmare, forţa de tracţiune a motorului se poate exprima prin

$$F = \dot{M}_{am} \cdot C_{5am} - \dot{M}_a \cdot V, \tag{3.67}$$

în care debitul de gaze amestecate $\dot{M}_{am}$ este

$$\dot{M}_{am} = \dot{M}_g + \dot{M}_{a_{II}} \tag{3.68}$$

sau

$$\dot{M}_{am} = \dot{M}_{a_I} + \dot{M}_c + \dot{M}_{a_{II}} = \dot{M}_{a_I} + m_C \cdot \dot{M}_{a_I} + K \cdot \dot{M}_{a_I},$$

respectiv

$$\dot{M}_{am} = \dot{M}_{a_I} \cdot (1 + m_C + K). \tag{3.69}$$

În ipoteza în care $m_C<<1$, debitul de amestec devine

$$\dot{M}_{am} = \dot{M}_{a_I} \cdot (1 + K). \tag{3.70}$$

Evident, debitul total de aer al sistemului este

$$\dot{M}_a = \dot{M}_{a_I} + \dot{M}_{a_{II}} = \dot{M}_{a_I} \cdot (1 + K). \tag{3.71}$$

Înlocuind, cele două debite forţa devine

$$F = \dot{M}_{a_I} \cdot (1+K) \cdot C_{5am} - \dot{M}_{a_I} \cdot (1+K) \cdot V = \dot{M}_{a_I} \cdot (1+K) \cdot (C_{5am} - V). \quad (3.72)$$

Debitul de aer $\dot{M}_{a_I}$ este comparabil cu debitul MTR, iar viteza de evacuare a amestecului de gaze, C_{5am}, are valori apropiate de cele ale vitezei de evacuare a gazelor din MTR. Astfel, forța de tracțiune a MTR DF–AM este de $(1+K)$ ori mai mare decât forța MTR.

Forța de tracțiune specifică este, prin definiție,

$$F_{SP} = \frac{F}{\dot{M}_{a_I}} = (1+K) \cdot (C_{5am} - V). \quad (3.73)$$

Ca urmare, forța de tracțiune specifică a MTR DF–AM este de $(1+K)$, ori mai mare decât cea a MTR.

Consumul specific de combustibil se poate scrie

$$c_{SP} = 3600 \cdot \frac{\dot{M}_c}{F} = 3600 \cdot \frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_{a_I}} \cdot \frac{1}{F_{SP}}$$

sau

$$c_{SP} = 3600 \cdot \frac{m_C}{F_{SP}} = 3600 \cdot \frac{m_C}{(1+K) \cdot (C_{5am} - V)}. \quad (3.74)$$

Se poate observa, din relația anterioară că, MTR DF–AM are un consum specific de combustibil de $(1+K)$ ori mai mic decât cel al MTR.

Performanțele celor trei sisteme de propulsie prezentate până acum MTR, MTR DF–S și MTR DF–AM respectă inegalitatea

$$Performanțe_{MTR} < Performanțe_{MTRDF\,AM} < Performanțe_{MTRDF\,S}.$$

3.2.3. Studiul ciclului real al MTRDF–AM

3.2.3.1. Schema cinematică a amestecării

Se prezintă, în continuare, schema de principiu a zonei de amestec acelor două fluxuri figura nr. 3.15.

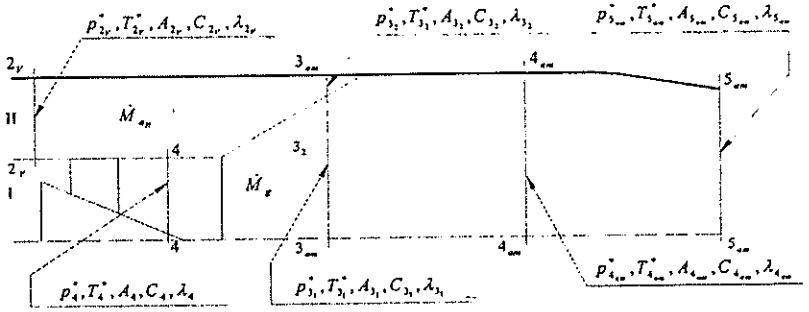


Fig. 3.15

În camera de amestec, situată între secțiunile 3_{am}–3_{am} și 4_{am}–4_{am}, are loc amestecul dintre fluxul de aer secundar, $\dot{M}_{a_{II}}$ și fluxul de gaze, $\dot{M}_g$. În cazul MTR DF–AM ventilatorul motorului nu se comportă ca o simplă elice, ci el este un veritabil compresor ce asigură o comprimare mecanică, apreciabilă a aerului, în special, pe fluxul secundar, adică

$$\pi^*_{V_{MTRDF-AM}} > \pi^*_{V_{MTRDF-S}}.$$

Ca și în cazul MTR DF–S, bilanțul de puteri între turbină și compresor conduce la relația cunoscută:

$$l_T^* = l_C^* + K \cdot l_V^*,$$

cu condiția obligatorie, ca turațiile grupurilor turbocompresoare să fie constante.

3.2.3.2. Distribuția optimă a energiei disponibile

Se constată, la bancul de probă, că există o valoare l_V^* pentru care forța de tracțiune totală a motorului este maximă. Deoarece la decolarea aeronavei motorul trebuie să dezvolte o forță de tracțiune maximă, este necesar să se determine l_V^* care satisface această condiție.

Studiile efectuate au demonstrat că forța de tracțiune este maximă în condițiile în care pierderile, care au loc în procesul de amestecare, sunt minime. Există, în prezent, două modele fundamentale, care conduc la pierderi minime prin amestecare. Acestea sunt următoarele:

$$\begin{cases} p_{31}^{\bullet} = p_{32}^{\bullet} \\ C_{31} = C_{32} \end{cases} \tag{3.75}$$

și

$$\begin{cases} p_{31} = p_{32} \\ C_{31} = C_{32} \end{cases} \tag{3.76}$$

1. În cele ce urmează, se tratează primul model, deoarece este accesibil și conduce la calcule simple. În acest caz, forța de tracțiune este maximă dacă presiunile frânate sunt egale, la intrarea în camera de amestec, adică, $p_{31}^{\bullet} = p_{32}^{\bullet}$, unde

$$p_{31}^{\bullet} = p_4^{\bullet} \cdot \sigma_{se_I}^{\bullet}$$

și

$$p_{32}^{\bullet} = p_{2V}^{\bullet} \cdot \sigma_{se_{II}}^{\bullet}$$

Înlocuind în relația (3.75) se obține

$$p_4^{\bullet} \cdot \sigma_{se_I}^{\bullet} = p_{2V}^{\bullet} \cdot \sigma_{se_{II}}^{\bullet}.$$

Se ține seama că

$$p_{2V}^{\bullet} \approx p_4^{\bullet}, \text{ sau } p_{2V}^{\bullet} = p_1^{\bullet} \cdot \pi_V^{\bullet},$$

unde

$$\pi_V^{\bullet} = \left(1 + \frac{l_{V_{id}}^{\bullet}}{i_H^{\bullet}}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(1 + \frac{l_V^{\bullet} \cdot \eta_V^{\bullet}}{i_H^{\bullet}}\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Ca urmare,

$$p_{2V}^{\bullet} = p_1^{\bullet} \cdot \left(1 + \frac{l_V^{\bullet} \cdot \eta_V^{\bullet}}{i_H^{\bullet}}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \tag{3.77}$$

Pe de altă parte,

$$p_4^{\bullet} = p_3^{\bullet} \cdot \left(\frac{T_{4_{id}}^{\bullet}}{T_3^{\bullet}}\right)^{\frac{k}{k-1}}, \tag{3.78}$$

în care

$$i_{4_{id}}^{\bullet} = i_3^{\bullet} - l_{T_{id}}^{\bullet} = i_3^{\bullet} - \frac{l_T^{\bullet}}{\eta_T^{\bullet}} = i_3^{\bullet} \cdot \left(1 - \frac{l_T^{\bullet}}{\eta_T^{\bullet} \cdot i_3^{\bullet}}\right) = i_3^{\bullet} \cdot \left(1 - \frac{l_C^{\bullet} + K \cdot l_V^{\bullet}}{\eta_T^{\bullet} \cdot i_3^{\bullet}}\right). \tag{3.79}$$

Rezultă,

$$\frac{i_{4_{id}}^{\bullet}}{i_3^{\bullet}} \approx \frac{T_{4_{id}}^{\bullet}}{T_3^{\bullet}} = 1 - \frac{l_C^{\bullet} + K \cdot l_V^{\bullet}}{\eta_T^{\bullet} \cdot i_3^{\bullet}}$$

care, înlocuită, în relația (3.78) conduce la

$$p_4^{\bullet} = p_3^{\bullet} \cdot \left(1 - \frac{l_C^{\bullet} + K \cdot l_V^{\bullet}}{i_3^{\bullet} \cdot \eta_T^{\bullet}}\right)^{\frac{k}{k-1}} = p_1^{\bullet} \cdot \pi_C^{\bullet} \cdot \sigma_{ca}^{\bullet} \cdot \left(1 - \frac{l_C^{\bullet} + K \cdot l_V^{\bullet}}{i_3^{\bullet} \cdot \eta_T^{\bullet}}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \tag{3.80}$$

Condiția de pierderi minime, relația (3.76), devine

$$p_1^{\bullet} \cdot \left(1 - \frac{l_{V_{opt}}^{\bullet} \cdot \eta_V^{\bullet}}{i_H^{\bullet}}\right)^{\frac{k}{k-1}} \approx p_1^{\bullet} \cdot \pi_C^{\bullet} \cdot \sigma_{ca}^{\bullet} \cdot \left(1 - \frac{l_C^{\bullet} + K \cdot l_{V_{opt}}^{\bullet}}{i_3^{\bullet} \cdot \eta_T^{\bullet}}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

sau, în urma simplificărilor,

$$\left(1 - \frac{l_{V_{opt}}^{\bullet} \cdot \eta_V^{\bullet}}{i_H + \frac{V^2}{2}}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \pi_C^{\bullet} \cdot \sigma_{ca}^{\bullet} \cdot \left(1 - \frac{l_C^{\bullet} + K \cdot l_{V_{opt}}^{\bullet}}{i_3^{\bullet} \cdot \eta_T^{\bullet}}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \tag{3.81}$$

Rezolvând ecuația implicită, se determină $l_{V_{opt}}^{\bullet}$, și apoi $\pi_{V_{opt}}^{\bullet}$.

În cazul decolării, $H=0$, $V=0$, se determină $l^*_{V_{opt0}}$ şi, implicit, $\pi^*_{V_{opt0}}$, deci forţa de tracţiune maximă a sistemului.

2. Cea de-a doua variantă, mai complexă, se apropie mai mult de fenomenul real. Se pune problema realizării unui minim al pierderilor la amestecarea fluxului primar cu cel secundar. Determinarea comportării fluidelor, în zona de amestec, este o problemă dificilă. Cele două fluxuri, se pot amesteca inducînd un grad mai mic sau mai mare de turbulenţă.

Dacă presiunile statice, dintre cele două fluxuri, diferă mult atunci se produc vîrtejuri puternice ce conduc la pierderi de presiune totală. Analog, dacă vitezele diferă mult. Pentru faza incipientă a proiectării, condiţiile de optim sunt următoarele:

$$\begin{cases} C_{4I} = C_{2II} \\ p_{4I} = p_{2II} \end{cases}. \tag{3.82}$$

Secţiunea $4_I \equiv 3_I$ este secţiunea de ieşire din turbina de antrenare a ventilatorului, iar secţiunea $2_{II} \equiv 3_2$ este o secţiune după ieşirea din ventilator situată înainte de zona de amestecare.

Se consideră că există două turbine una de antrenare a compresorului, şi alta de antrenare a ventilatorului. Aceasta, este o separare pur teoretică, termodinamică, ce nu se reflectă din punct de vedere constructiv. Secţiunea de ieşire din turbina ce antrenează compresorul este secţiunea *4*, iar secţiunea de ieşire din turbina ce antrenează ventilatorul se notează cu 4_I. Pentru determinarea repartiţiei optime trebuie să se rezolve o ecuaţie neliniară.

Mai convenabil este să se scrie această ecuaţie într-o formă implicită.

Asupra vitezelor, dinainte de amestec, nu există informaţii precise la începutul proiectării.

Ca atare, din experienţa de proiectare se consideră

$$\lambda_{4I} = \frac{c_{4I}}{a_{critic,4I}} \in [0.3, 0.5].$$

Viteza critică este funcţie doar de entalpia frânată, adică

$$a_{critic,4I} = \sqrt{2 \cdot \frac{k-1}{k+1} \cdot i^*_{4I}}.$$

Condiţia de egalitate a vitezelor se poate satisface uşor prin dimensionarea canalului de lucru. Pentru a îndeplini condiţia de egalitate a presiunilor statice trebuie să fie cunoscuţi parametrii termodinamici la ieşirile de pe fluxurile secundar şi primar. Aceşti parametri depind de gradul de comprimare de pe fluxul secundar.

Se pot exprima ambele presiuni statice funcţie de acest grad de comprimare după schema următoare:

$$\pi^*_V \to l^*_v \to i^*_{2II} = i^*_1 + l^*_v \to a_{critic,2II} = \sqrt{2 \cdot \frac{k-1}{k+1} \cdot i^*_{2II}},$$

$$p^*_2 = \pi^*_V \cdot p^*_1$$

$$p_2 = p^*_2 \cdot \Pi(\lambda_{2II}) = p^*_2 \cdot \Pi(\lambda_{4I} \cdot \frac{a_{critic,4I}}{a_{critic,2II}}). \tag{3.83}$$

Dar

$$i^*_{4I} = i^*_4 - K \cdot l^*_V \to a_{critic,4I} = \sqrt{2 \cdot \frac{k-1}{k+1} \cdot i^*_{4I}},$$

$$i^*_{4I}, p^*_4, i^*_4 \to p^*_{4I}$$

$$p_{4I} = p^*_{4I} \cdot \Pi(\lambda_{4I})$$

Prin procedeul prezentat se poate scrie, din condiţia de egalitate a presiunilor statice, o ecuaţie pentru gradul de comprimare al ventilatorului de forma

$$F(\pi^*_V) = p_{4I}(\pi^*_V) - p_{2II}(\pi^*_V) = 0. \tag{3.84}$$

Această ecuație se poate rezolva prin tehnici numerice (e.g procedeul Newton-Raphson) rezultând gradul de comprimare, considerat optim, al ventilatorului. Se spune, considerat optim şi nu optim, deoarece condițiile impuse reprezintă o simplificare drastică a fenomenului complex de amestecare.

3.2.3.3. Calculul ciclului real al MTR DF–AM

Ciclul real al MTR DF–AM reprezentat în coordonate entalpie–entropie este cel din figura nr. 3.16.

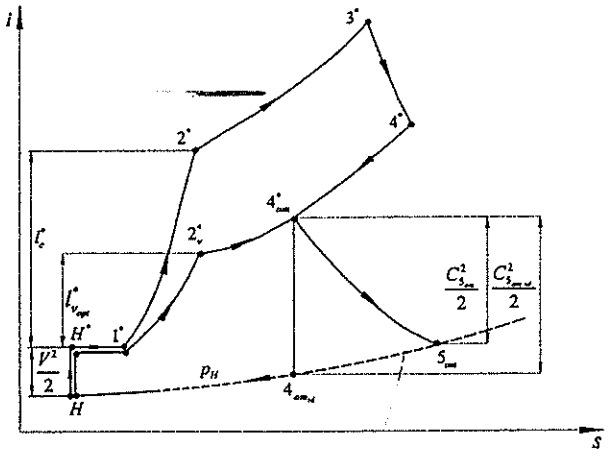


Fig. 3.16

Evident, la baza trasării ciclului real al motorului s-a avut în vedere condiția fundamentală

$$l_T^* = l_C^* + K \cdot l_{V_{opt}}^* .$$

3.2.4. Calculul amestecării şi performanțele MTRDF–AM

Odată determinat gradul de comprimare al ventilatorului unui MTR DF–AM, se poate efectua calcul parametrilor termodinamici la ieşirea din

camera de amestec. Calculul se bazează pe expresiile ecuațiilor principiilor fundamentale ale mecanicii fluidelor:

–Principiul conservării masei;

–Principiul conservării impulsului;

–Principiul conservării energiei.

Se notează, în continuare, cu *4am* secțiunea de iesire din camera de amestec.

Conform ecuației de conservare a masei, suma debitelor de pe fluxul primar şi secundar se conservă, adică

$$\dot{M}_{4I} + \dot{M}_{2II} = \dot{M}_{4am}$$

sau

$$\dot{M}_{4am} = \dot{M}_{am} = \dot{M}_{gaI} + \dot{M}_{a_{II}} = \dot{M}_{3I} + \dot{M}_{32} = \dot{M}_{a_I} \cdot (1+K) .$$

Conform ecuației de conservarea a impulsului, variația impulsului în raport cu timpul, în absența forțelor exterioare, este nulă, adică

$$\dot{I}_{T_{4am}} - \dot{I}_{T_{3I}} - \dot{I}_{T_{32}} = 0 . \qquad (3.85)$$

Folosind funcția termodinamică a impulsului, $z(\lambda)$,

$$\dot{I}_T = p \cdot A + \dot{M} \cdot C = \frac{k+1}{k} \cdot \dot{M} \cdot a_{cr} \cdot z(\lambda) ,$$

în care:

$$z(\lambda) = \frac{1}{2} \cdot \left(\lambda + \frac{1}{\lambda} \right)$$

şi

$$a_{cr} = \sqrt{k \cdot R \cdot T_{cr}} = \sqrt{2 \cdot k \cdot R \cdot \frac{T^*}{k+1}} .$$

Atunci, înlocuind în relația (3.85), se obține

$$\frac{k_{am}+1}{k_{am}}\cdot\dot{M}_{4am}\cdot a_{cr_{am}}\cdot z(\lambda_{4am})=\frac{k'+1}{k'}\cdot\dot{M}_g\cdot a_{cr_{31}}\cdot z(\lambda_{31})+$$
$$+\frac{k+1}{k}\cdot\dot{M}_{a_{II}}\cdot a_{cr_{32}}\cdot z(\lambda_{32}). \qquad (3.86)$$

Considerând $\dot{M}_c << \dot{M}_{a_I}$, atunci

$$\frac{k_{am}+1}{k_{am}}\cdot\dot{M}_{a_I}\cdot(1+K)\cdot a_{cr_{am}}\cdot z(\lambda_{4am})=$$
$$=\frac{k'+1}{k'}\cdot\dot{M}_{a_I}\cdot a_{cr_{31}}\cdot z(\lambda_{31})+\frac{k+1}{k}\cdot K\cdot\dot{M}_{a_I}\cdot a_{cr_{32}}\cdot z(\lambda_{32}).$$

Înlocuind debitele de fluid, şi simplificând cu $\dot{M}_{a_I}$ se obţine

$$\frac{k_{am}+1}{k_{am}}\cdot(1+K)\cdot f(k_{am})\cdot\sqrt{T^*_{4am}}\cdot z(\lambda_{4am})=$$
$$=\frac{k'+1}{k'}\cdot f(k')\cdot\sqrt{T^*_{31}}\cdot z(\lambda_{31})+\frac{k+1}{k}\cdot K\cdot f(k')\cdot\sqrt{T^*_{32}}\cdot z(\lambda_{32}). \qquad (3.87)$$

În ipoteza $k_{am}\approx k'=k$, se obţine o relaţie mai simplă de forma

$$(1+K)\cdot\sqrt{T^*_{4am}}\cdot z(\lambda_{4am})\cong\sqrt{T^*_{31}}\cdot z(\lambda_{31})+K\cdot\sqrt{T^*_{32}}\cdot z(\lambda_{32}). \qquad (3.88)$$

Conform ecuaţiei de conservare a energiei pentru sisteme deschise variaţia entalpiei totale este egală cu diferenţa dintre căldura primită şi lucrul mecanic cedat, adică

$$Q-L=\dot{M}_{iesire}\cdot i^*_{iesire}-\dot{M}_{intrare}\cdot i^*_{intrare}. \qquad (3.89)$$

Deoarece nu există elemente în mişcare în zona de amestec şi presupunând că viteza fluidului este suficient de mare ca să nu aibă loc un transfer de căldură important (sub *2%*), atunci

$$0=\dot{M}_{iesire}\cdot i^*_{iesire}-\dot{M}_{intrare}\cdot i^*_{intrare},$$

unde prin entalpia totală se înţelege:

$$I^*=\dot{M}\cdot i^*.$$

În mod concret,

$$I^*_{2V}+I^*_4=I^*_{4am}$$

sau

$$\dot{M}_{am}\cdot i^*_{4am}=\dot{M}_g\cdot i^*_4+\dot{M}_{a_{II}}\cdot i^*_{2V},$$

respectiv

$$\dot{M}_{a_I}\cdot(1+K)\cdot i^*_{4am}=\dot{M}_{a_I}\cdot i^*_4+K\cdot\dot{M}_{a_I}\cdot i^*_{2V}.$$

Împărţind prin debitul de pe fluxul primar ecuaţia de conservare a energiei devine

$$i^*_{4am}=\frac{i^*_4+K\cdot i^*_{2v}}{1+K}, \qquad (3.90)$$

unde

$$i^*_4=i^*_3-l^*_T$$

şi

$$i^*_{2V}=i^*_1+l^*_{V_{opt}}.$$

Pentru o diluţie dată, din ecuaţia energiei se determină entalpia amestecului.

Sintetizând

–Ecuaţia de conservare a masei a condus la

$$\dot{M}_4+\dot{M}_{2V}=\dot{M}_{4am};$$

–Ecuaţia de conservare a impulsului a generat relaţia

$$(1+K)\cdot\sqrt{T^*_{4am}}\cdot z(\lambda_{4am})\cong\sqrt{T^*_{31}}\cdot z(\lambda_{31})+K\cdot\sqrt{T^*_{32}}\cdot z(\lambda_{32});$$

–Ecuaţia de conservare a energiei, pentru sisteme deschise, dă

$$i^*_{4am} = \frac{i^*_3 - l^*_T + K\cdot\left(i^*_1 + l^*_{V_{opt}}\right)}{1+K}.$$

Ca urmare, cunoscând i^*_{4am} se poate determina T^*_{4am}. Pentru a defini complet starea 4^*_{am} mai trebuie determinat un parametru termodinamic. Se poate calcula presiunea frînată a amestecului din ecuaţia de conservare a masei, folosind funcţia gazodinamică a debitului

$$\dot{M} = a\cdot\frac{p^*}{\sqrt{T^*}}\cdot q(\lambda)\cdot A, \qquad (3.91)$$

unde funcţia gazodinamică a debitului $q(\lambda)$ este

$$q(\lambda) = \lambda\cdot\left[\frac{k+1}{2}\cdot\left(1-\frac{k-1}{k+1}\cdot\lambda^2\right)\right]^{\frac{1}{k-1}},$$

iar constanta a are expresia

$$a \equiv F(k) = \sqrt{\frac{k}{R}\cdot\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}.$$

Înlocuid în relaţia de conservare a masei, unde

$$T^*_{31} = T^*_4,\ T^*_{32} = T^*_{2V}$$

se obţine

$$A_4\cdot\frac{p^*_4}{\sqrt{T^*_4}}\cdot q(\lambda_4)\cdot a + A_{2V}\cdot\frac{p^*_{2V}}{\sqrt{T^*_{2V}}}\cdot q(\lambda_{2V})\cdot a = A_{4am}\cdot\frac{p^*_{4am}}{\sqrt{T^*_{4am}}}\cdot q(\lambda_{4am})\cdot a. \qquad (3.92)$$

În această relaţie, ariile nu sunt cunoscute momentan. Însă, se poate face o aproximare în această fază incipientă a proiectării, care se va verifica ulterior. Ca urmare, p^*_{4am} depinde şi de forma camerei de amestec.

Astfel, pentru o cameră de amestec cilindrică,există relaţia

$$A_{31} + A_{32} = A_{4am}. \qquad (3.93)$$

Cunoscând că

$$T^*_{31} = T^*_4,\ p^*_{31} = p^*_4,\ A_{31} = A_4$$

şi

$$T^*_{32} = T^*_{2V},\ p^*_{32} = p^*_{2V},\ A_{32} = A_{2V},$$

se determină presiunea amestecului.

În varianta în care λ_{31} nu este cunoscută se utilizează relaţia

$$C_{32}=C_{31}.$$

Înlocuind vitezele prin coeficienţi de viteză, rezultă

$$\lambda_{31}\cdot a_{cr_{31}} = \lambda_{32}\cdot a_{cr_{32}}.$$

Substituind vitezele critice, se obţine relaţia

$$\lambda_{31}\cdot f(k)\cdot\sqrt{T^*_{31}} = \lambda_{32}\cdot f(k)\cdot\sqrt{T^*_{32}}. \qquad (3.94)$$

Aceasta, împreună cu relaţia obţinută, din ecuaţia impulsului,

$$(1+k)\cdot\sqrt{T^*_{4am}}\cdot z(\lambda_{4am}) \approx \sqrt{T^*_4}\cdot z(\lambda_{31}) + k\cdot f(k)\cdot\sqrt{T^*_{2V}}\cdot z(\lambda_{32})$$

permite să se determine necunoscutele: $\lambda_{4am}, \lambda_{31}, \lambda_{32}$.

S-a stabilit prin încercări, la bancul de probă, că forţa de propulsie a sistemului este maximă când valoarea coeficientului $\lambda_{4am\,optim}$ aparţine intervalului *(0,37–0,55)*. Pentru, $\lambda_{4am\,optim}$ cuprins în acest interval, pierderile în ajutajul de reacţie sunt minime.

Rezultă, astfel, vitezele fluxurilor la intrarea în camera de ardere: λ_{31}, λ_{32} şi în final, p^*_{4am}.

În consecinţă, viteza de evacuare a amestecului de gaze de ardere este

$$C_{5am} = \varphi_{ar_{am}}\cdot\sqrt{2\cdot\left(i^*_{4am} - i_{5am\,id}\right)}$$

sau

$$C_{S_{am}} = \varphi_{ar_{am}} \cdot \sqrt{2 \cdot i^{*}_{t_{am}} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_H}{p^{*}_{t_{am}}}\right)^{\frac{k'-1}{k'}}\right]}. \qquad (3.95)$$

Cât privește, forța de tracțiune ea se poate calcula cu ajutorul expresiei

$$F = \dot{M}_{am} \cdot C_{S_{am}} - \dot{M}_a \cdot V$$

Capitolul 4. MOTORUL TURBOPROPULSOR

4.1. Generalități

Performanța fundamentală a MAP o constituie puterea efectivă, P_{ef}.

Din familia MAP fac parte:

–Motorul turbopropulsor;

–Motorul motopropulsor.

Motorul turbopropulsor (MTP) are ca sursă de energie unul sau două grupuri turbocompresoare iar ca instalație de propulsie, elicea și, în anumite condiții, un ajutaj de reacție.

Forța de propulsie a MTP se obține din:

–Forța de tracțiune a elicei care are ponderea cea mai mare;

–Forța de reacție a ajutajului, cu o pondere variabilă în raport cu regimul de zbor.

4.1.1. Avantajele motoarelor turbopropulsoare

Avantajele motoarelor turbopropulsoare sunt următoarele:

1. Gradul mare de adaptare al sistemului la regimul de zbor. La un regim de viteză mică (regimul de decolare) forța de propulsie este, în principal, forța de tracțiune, sistemul comportându-se ca un motor cu piston. Pe măsură ce viteza de zbor crește se constată o scădere a componentei de tracțiune și o creștere a componentei de reacție. Teoretic, la viteza maximă V_{max} a aeronavei, forța de tracțiune a elicei devine nulă ceea ce conduce la ideea că întreaga forță a sistemului este numai forță de reacție. Ca urmare, la această viteză MTP se transformă în MTR;

2. Dacă se reprezintă grafic randamentele de propulsie ale sistemelor studiate în funcție de viteza de zbor, se obțin curbele din figura nr. 4.1.

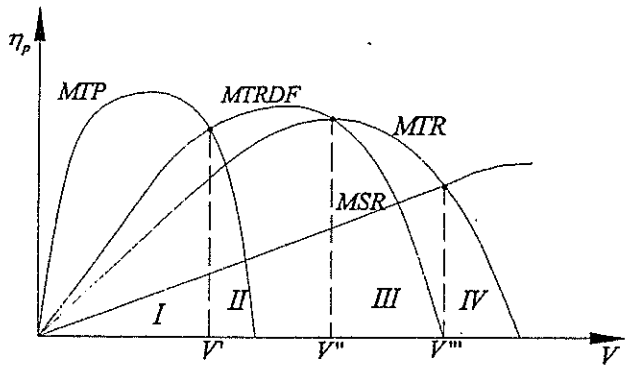


Fig. 4.1

Din figură, se constată că există patru viteze de zbor caracteristice care definesc patru domenii de zbor. Astfel:

–Pentru viteze în gama $V \in (0 - V')$, adică (500–550) km/h, cel mai bun randament de propulsie îl are MTP;

–Pentru viteze $V \in (V' - V'')$, adică (800–900) km/h, cel mai bun randament de propulsie îl are MTR DF;

–Pentru viteze $V \in (V'' - V''')$, care corespund unor numere M în gama 2–2.5, cel mai bun randament de propulsie îl are MTR;

–Pentru viteze $V \geq V'''$, cel mai bun randament îl asigură MSR.

3. Prezența elicei, ca sistem de propulsie, constituie un grad de libertate suplimentar față de MTR. Dacă sistemul este un MTR sau MTR DF, acesta are un singur factor de reglare $\dot{M}_c$ și doi parametrii reglabili n și T_3^*, între care există o interdependență. Deci, sistemul are un singur grad de libertate. În schimb, dacă sistemul este un MTP, cu o elice cu pas variabil, acesta are doi factori de reglare, debitul de combustibil $\dot{M}_c$ și pasul elicei φ_{el}, și doi parametrii reglabili n și T_3^*, între care nu mai există o interdependență. Ca atare, sistemul are două grade de libertate.

Astfel, se pot modifica performanțele sistemului în așa fel încât să se poată obține, întotdeauna, performanțe optime.

4.1.2. Dezavantajele motoarelor turbopropulsoare

Dezavantajele MTP sunt următoarele:

1. Prezența reductorului. Grupul turbocompresor al MTP poate funcționa în condiții optime la turații mai mari decât 10000 rot./min.

O elice subsonică realizează performanțe optime la turații cuprinse între (1500–2000) rot./min. Antrenarea unei elice de către un grup turbocompresor presupune introducerea, între motor și elice, a unui reductor cu un raport de demultiplicare cuprins între 10–20. Introducerea reductorului presupune:

–Îngreunarea motorului, 10–20%;

–Alungirea motorului, 10–15%;

–Micșorarea η_{mec} al sistemului, datorită randamentului reductorului;

–Introducerea unui sistem complex de ungere.

În cazul în care grupul turbocompresor antrenează o elice de elicopter, caz în care turația este cuprinsă între (150–200) rot./min, situația devine mai complicată, deoarece gradul de demultiplicare crește la (30–50).

O elice supersonică realizează performanțe optime la turații cuprinse între (4000–5000) rot./min.

2. Turbina sistemului asigură puterea necesară antrenării compresorului și elicei. Prin urmare, lucrul mecanic produs de turbină, pentru antrenarea elicei, atinge în mod real valori de $l_T^* \cong (500 - 700)$ kJ/kg. Pentru realizarea acestui lucru mecanic este necesar să se extragă din gazele de ardere mult mai multă energie. În acest scop, apar două fenomene:

a. Creşte numărul de trepte de turbină, pentru a asigura destinderea gazelor de ardere la (2–8) trepte. Drept urmare, turbina devine mai grea, lungimea motorului creşte şi, nu în ultimul rând, se complică sistemul de răcire;

b. Extrăgând mai multă energie din gazele de ardere, presiunea gazelor de ardere, la ieşirea din turbină, va fi chiar mai mică decât presiunea exterioară ceea ce conduce la o supradestindere a lor. În aceste condiţii, sistemului de evacuare în loc să accelereze gazele de ardere, pentru a creşte forţa de reacţie, va trebui să le frâneze. Deci, sistemul de evacuare devine o sursă consumatoare de forţă de propulsie.

4.2. Schema de principiu a motorului turbopropulsor

Schema de principiu a unui motor turbopropulsor este reprezentată în figura nr. 4.2.

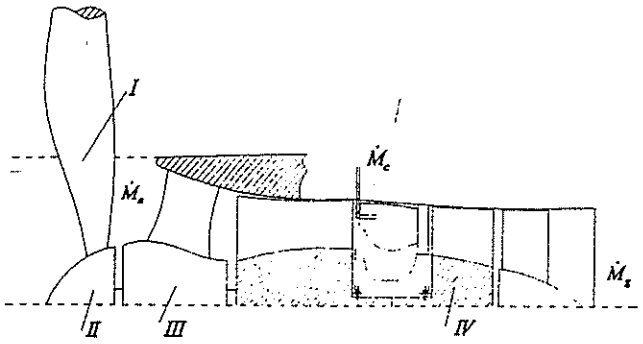


Fig. 4.2

În figură s-au marcat cu cifre romane:

I. Elicea ce asigură componenta de tracţiune a F_p;

II. Sistemul de comandă al pasului elicei;

III. Reductorul motorului;

IV. Grupul turbocompresor care realizează a doua componentă a F_p, prin tracţiune. Totodată el poate asigura o componentă de reacţie ca şi camera de ardere. Principial, elicea primeşte putere de la turbina grupului turbocompresor.

Din punct de vedere al modului cum este antrenată elicea, de către turbină, există două variante constructive:

–Varianta monorotor, în care elicea şi compresorul primesc puterea de la o turbină unică;

–Varianta birotor, când fiecare dintre componente, compresor şi elice, primeşte putere de la o turbină proprie.

Din punct de vedere al modalităţii de prelevare a puterii de la turbină, şi a transmiterii ei către elice, se întâlnesc variantele de motor cu:

–Putere prelevată şi transmisă în amontele turbinei;

–Putere prelevată şi transmisă în avalul turbinei.

În prima situaţie cele două turbocompresoare funcţionează în paralel, iar în cealaltă situaţie, în serie.

Indiferent de sistem, cele două grupuri au ca element comun debitul de gaze care străbate ambele turbine. Deci, grupurile nu sunt legate mecanic ci numai gazodinamic.

În general, motoarele din prima categorie sunt utilizate pe aeronave de pasageri şi marfă iar celelalte pe aeronave mici, elicoptere, etc. Al doilea grup turbocompresor este denumit turboelice, caz în care, sistemul se numeşte cu turbină liberă.

4.3. Condiţia de funcţionare în regim staţionar a motorului turbopropulsor

Ţinând seama că:

– P_T este puterea dezvoltată de turbină;

– P_C este puterea consumată de compresor;

– $P_T \cdot \eta_m$, puterea pe care turbina o transmite la arborele compresorului;

atunci

– $P_{ef} = (P_T \cdot \eta_m - P_C) \cdot \eta_r$ este puterea efectivă transmisă la arborele elicei.

Evident

$$P_T \cdot \eta_m - P_C = \frac{P_{ef}}{\eta_r} \tag{4.1}$$

sau

$$P_T \cdot \eta_m = P_C + \frac{P_{ef}}{\eta_r},$$

de unde

$$P_T = \frac{1}{\eta_m} \cdot \left(l_c^* + \frac{P_{efSP}}{\eta_r} \right) \cdot \dot{M}_a = \dot{M}_g \cdot l_T^* \tag{4.2}$$

Neglijând aportul de combustibil în relația (4.2), deoarece $m_c \ll 1$, rezultă

$$l_T^* \cong \frac{1}{\eta_m} \cdot \left(l_c^* + \frac{P_{ef\,SP}}{\eta_r} \right), \tag{4.3}$$

relație care constituie, condiția caracteristică de funcționare, în regim staționar, a motorului turbopropulsor.

4.4. Performanțele motorului turbopropulsor

4.4.1. Performanțe absolute

În continuare, sunt prezentate principalele performanțe absolute ale MTP.

Astfel, se definesc:

a. Puterea efectivă a motorului, P_{ef}, adică puterea care se măsoară la arborele elicei, $P_{ef} \in (250 - 5000)$ kW;

b. Forța de reacție a sistemului F_R reprezintă componenta de reacție a forței de propulsie care se dezvoltă prin reacția directă a fluidului, în ajutajul de reacție $F_R \in (1100 - 2000)$N;

c. Forța de tracțiune F_{el} reprezintă acea componentă a forței de propulsie care se obține prin reacție indirectă a fluidului, pe elicea sistemului, $F_{el} \in (20000 - 200000)$N.

Între F_{el} și puterea efectiva P_{ef} există o interdependență. Astfel, dacă:

– $P_{ef} \cdot \eta_{el}$ este puterea pe care o transmite elicea aerului;

– $F_{el} \cdot V$ reprezintă puterea pe care o primește aerul de la elice,

atunci

$$F_{el} = P_{ef} \cdot \frac{\eta_{el}}{V}. \tag{4.4}$$

Cum însă la

$$H=0$$

și

$$V=0, \eta_{el}=0,$$

atunci

$$\lim_{V\to 0}\frac{\eta_{el}}{V}=\frac{0}{0}=\beta$$

În general, β ia valori în gama

$$\beta\in\left(\frac{1}{100}\div\frac{1}{70}\right)$$

Prin urmare, la punct fix tracțiunea F_{el0} devine

$$F_{el0}=P_{ef0}\cdot\beta \tag{4.5}$$

d. Forța de propulsie a sistemului F_p este, prin definiție, suma celor două componente, adică

$$F_p=F=F_R+F_{el}=F_R+P_{ef}\cdot\frac{\eta_{el}}{V}, \tag{4.6}$$

iar, la punct fix

$$F_{P0}=F_{R0}+P_{ef0}\cdot\beta \tag{4.7}$$

e. Puterea echivalentă P_{ec}, este puterea care se măsoară la arborele elicei dacă întreaga forță de propulsie a sistemului este forța de tracțiune, adică

$$P_{ec}=F_p\cdot\frac{V}{\eta_{el}}=P_{ef}+F_R\cdot\frac{V}{\eta_{el}} \tag{4.8}$$

Ca atare, la punct fix, puterea echivalentă P_{ec}, va fi

$$P_{ec_0}=P_{ef0}+F_{R0}\cdot\frac{1}{\beta} \tag{4.9}$$

4.4.2. Performanțele specifice

Din această categorie, fac parte următoarele mărimi:

a.Puterea efectivă specifică

$$P_{ef\,sp}=\frac{P_{ef}}{\dot{M}_a}\in(150-300)\frac{kJ}{kg}; \tag{4.10}$$

b. Forța de propulsie specifică

$$F_{p\,SP}=\frac{F_p}{\dot{M}_a}\in(500-2000)\ m/s; \tag{4.11}$$

c. Puterea echivalentă specifică

$$P_{ec\,SP}=\frac{P_{ec}}{\dot{M}_a}=F_{p\,SP}\cdot\frac{V}{\eta_{el}}; \tag{4.12}$$

d. Consumul efectiv specific de combustibil definește cât combustibil se consumă pentru a obține o putere efectivă de 1 kW în timp de 1h. Analitic, se poate scrie

$$c_{ef\,SP}=3600\cdot\frac{\dot{M}_c}{P_{ef}}\in(0.25-0.4)\frac{kg}{kW\cdot h}; \tag{4.13}$$

e. Consumul specific de combustibil reprezintă cât combustibil se consumă pentru a obține o forța de 1 kN în timp de 1 h.

$$c_{SP}=3600\cdot\frac{\dot{M}_c}{F_p}\in(0.02-0.04)\frac{kg}{N\cdot h}; \tag{4.14}$$

f. Consumul specific de combustibil echivalent reprezintă cât combustibil se consumă pentru a obține o putere de 1 kW în timp de 1h, respectiv

$$c_{e_{SP}}=3600\cdot\frac{\dot{M}_c}{P_{ec}}. \tag{4.15}$$

4.5. Ciclul real al motorului turbopropulsor

4.5.1. Distribuția optimă a energiei disponibile

Se va ține seama, în continuare, că lucrul mecanic primit de elice și compresor este dat de expresia (4.3), adică

$$l_T^* = \frac{1}{\eta_m} \cdot \left(l_c^* + \frac{P_{ef\,SP}}{\eta_r} \right).$$

Se constată, ca și în cazul MTR DF, că există o anumită repartiție a energiei disponibile care asigură performanțe maxime pentru motor. Această repartiție se poate stabili pe baza evoluției de destindere a gazelor de ardere în turbină. Așa cum reiese din figura nr. 4.3, mărimile care intervin au următoarele semnificații:

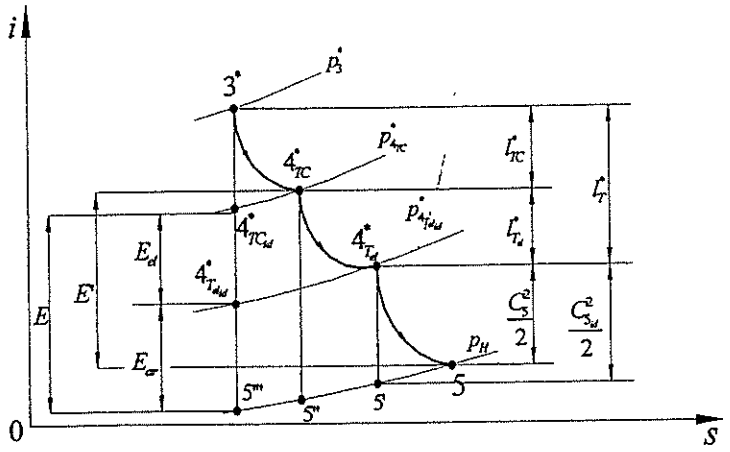


Fig. 4.3

$-E' = i_{4TC}^* - i_5^*$ reprezintă energia disponibilă a motorului obținută în condițiile reale, după ce o parte a fost consumată pentru antrenarea compresorului;

$-E' = i_{4TC_{id}}^* - i_5^m$ este energia disponibilă ideală a motorului care reprezintă acea parte a energiei ideale, realizată prin destinderea gazelor de ardere, ce se obține după ce o parte a fost consumată pentru comprimarea fluidului în compresor. Se poate considera

$$E' \approx E; \tag{4.16}$$

$-E_{el}$ reprezintă energia ce revine, în condiții ideale, ventilatorului pe fluxul primar;

$-E_{ar}$ reprezintă energia ce revine în condiții ideale ajutajului de reacție de pe fluxul primar.

Evident, energia disponibilă se exprimă va fi:

$$E = E_{el} + E_{ar}. \tag{4.17}$$

Distribuția energiei disponibile, pe cele două componente de propulsie este dată de poziția stării $4_{Tel\,id}^{1*}$. Se determină experimental și se verifică teoretic, că există o anumită repartiție a energiei disponibile între ajutajul de reacție și elice, pentru care F_{psp} a motorului este maximă.

Dacă

$$x = \frac{E_{el}}{E},$$

atunci

$$E_{el} = x \cdot E$$

și

$$E_{ar} = (1-x) \cdot E.$$

Considerând o distribuție optimă, x_{opt}, pentru care F_{psp} este maximă, atunci elicea va primi un lucru mecanic specific optim. Raportul x_{opt} este un parametru important care stă la baza proiectării sistemului de propulsie.

De obicei, proiectarea se realizează la regimul de decolare al aeronavei. Se ţine seama că:

$$F_{p_{SP}} = F_{R_{SP}} + P_{ef_{SP}} \cdot \frac{\eta_{el}}{V} \tag{4.18}$$

unde

$$F_{R_{SP}} = C_5 - V = \varphi_{ar} \cdot \sqrt{2 \cdot (1-x) \cdot E} - V, \tag{4.19}$$

deoarece

$$F_{R_{SP}} = C_{5id} \cdot \varphi_{ar}$$

şi

$$C_{5id} = \sqrt{2 \cdot \left(i^*_{4T_{el}} - i_5{}'\right)} = \sqrt{2 \cdot \left(i^*_{4_{el_{id}}} - i^m_5\right)} = \sqrt{2 \cdot E_{ar}} = \sqrt{2 \cdot (1-x) \cdot E}.$$

Pe de altă parte

$-x \cdot E$ reprezintă energia ideală pe care o transferă turbina elicei;

$-x \cdot E \cdot \eta^*_T$ reprezintă energia reală pe care o transferă turbina elicei;

$-x \cdot E \cdot \dot{M}_g \cdot \eta^*_T \cdot \eta_m$ este energia totală, reală, pe care o transmite turbina elicei măsurată la axul acesteia.

$-x \cdot E \cdot \dot{M}_g \cdot \eta^*_T \cdot \eta_m \cdot \eta_r$ reprezintă energia totală, reală, pe care o transmite turbina elicei la arborele elicei. Ea este egală cu puterea efectivă la arborele elicei, adică

$$P_{ef} = x \cdot E \cdot \dot{M}_g \cdot \eta^*_T \cdot \eta_m \cdot \eta_r. \tag{4.20}$$

Împărţind cu debitul de aer, se obţine puterea efectivă specifică

$$P_{ef_{SP}} = x \cdot E \cdot \eta^*_T \cdot \eta_m \cdot \eta_r. \tag{4.21}$$

Înlocuind relaţiile (4.19) şi (4.21) în relaţia (4.18) se obţine

$$F_{p_{SP}} = \varphi_{ar} \cdot \sqrt{2 \cdot (1-x) \cdot E} + x \cdot E \cdot \eta^*_T \cdot \eta_m \cdot \eta_r \cdot \frac{\eta_{el}}{V}. \tag{4.22}$$

Se pune condiţia de maxim funcţiei din relaţia (4.22), adică

$$\frac{dF_{p_{SP}}}{dx} = 0.$$

Ca atare,

$$\varphi_{ar} \cdot \sqrt{2 \cdot E} \cdot \frac{-1}{2 \cdot \sqrt{1-x_{opt}}} + E \cdot \eta^*_T \cdot \eta_m \cdot \eta_r \cdot \frac{\eta_{el}}{V} = 0$$

sau

$$E^2 \cdot \left(\eta^*_T \cdot \eta_m \cdot \eta_r \cdot \frac{\eta_{el}}{V}\right)^2 = \frac{\varphi^2_{ar} \cdot 2 \cdot E}{4 \cdot (1-x_{opt})},$$

respectiv

$$1 - x_{opt} = \frac{1}{2 \cdot E} \cdot \left(\frac{\varphi_{ar} \cdot V}{\eta^*_T \cdot \eta_m \cdot \eta_r \cdot \eta_{el}}\right)^2. \tag{4.23}$$

Din relaţia (4.23) expresia lui x_{opt} devine

$$x_{opt} = 1 - \frac{1}{2 \cdot E} \cdot \left(\frac{\varphi_{ar} \cdot V}{\eta^*_T \cdot \eta_m \cdot \eta_r \cdot \eta_{el}}\right)^2. \tag{4.24}$$

La punct fix se obţin:

–Coeficientul distribuţiei optime este:

$$x_{opt0} = 1 - \frac{1}{2 \cdot E_0} \cdot \frac{\varphi^2_{ar} \cdot 10^{-3}}{\eta^*_T \cdot \eta_m \cdot \eta_r \cdot \beta^2}; \tag{4.25}$$

–Puterea efectivă devine

$$P_{ef\,sp_0} = x_{opt} \cdot E \cdot \eta_T^* \cdot \eta_m \cdot \eta_r ;$$

iar

–Forța de reacție specifică

$$F_{p\,sp_0} = \varphi_{ar} \cdot \sqrt{2 \cdot \left(1 - x_{opt_0}\right) \cdot E} + x_{opt} \cdot E \cdot \eta_T^* \cdot \eta_m \cdot \eta_r \cdot \beta \quad (4.26)$$

4.5.2. Influența parametrilor asupra distribuției optime

Din relația anterioară se observă că

$$x_{opt} = f\left(V, \varphi_{ar}, \eta_{el}\right). \quad (4.27)$$

4.5.2.1. Influența vitezei asupra distribuției optime

Dacă viteza de zbor crește se observă că x_{opt} scade adică, elicea va primi mai puțină energie de la turbină. Va exista o viteză maximă de zbor la care întreaga energie disponibilă este transmisă ajutajului de reacție. Deci MTP se transformă într-un MTR. Valoarea vitezei maxime se determină din condiția:

$$x_{opt} = 0$$

Deci

$$2 \cdot E = \frac{\varphi_{ar}^2 \cdot V_{\max}^2}{\left(\eta_T^* \cdot \eta_m \cdot \eta_r \cdot \eta_{el}\right)^2},$$

respectiv

$$V_{\max} = \frac{\eta_T^* \cdot \eta_m \cdot \eta_r \cdot \eta_{el}}{\varphi_{ar}} \cdot \sqrt{2 \cdot E}$$

și, în final,

$$V_{\max} \cong \eta_r \cdot \eta_{el} \cdot \sqrt{2 \cdot E}. \quad (4.28)$$

4.5.2.2. Influența coeficientului de pierdere de viteză asupra distribuției optime

Dacă pierderile de viteză în ajutaj sunt mici, atunci φ_{ar} crește, iar x_{opt} scade. Ca urmare, elicea va primi mai puțină energie de la turbină, ajutajul preluând cea mai mare parte din energia disponibilă.

4.5.2.3. Influența randamentului elicei asupra distribuției optime

Dacă η_{el} crește se observă că x_{opt} crește, adică ajutajul va primi mai puțină energie de la turbină, elicea fiind cea care preia energia disponibilă. Apare clar ideea că MTP are capacitatea de a distribui energia disponibilă instalației de propulsie (ajutaj sau elice) care, în anumite condiții de zbor, o utilizează mai bine. Acest proces se numește autoreglare. Dacă elicea este cu pas variabil atunci sistemul este autoreglabil la oricare regim de zbor și la orice regim de funcționare al motorului. Se afirmă că motorul se automodelează în raport cu condițiile de zbor.

4.5.3. Determinarea coeficientului de distribuție

Practic, aceasta presupune cunoașterea energiei disponibile E. Prin definiție, E este

$$E = i_{4TC}^* = i_5^* \cong i_{4TCid}^* - i_5''' = \underbrace{i_3^* - i_5'''}_{\Delta i_{did}} - \left(\underbrace{i_3^* - i_{4TCid}^*}_{l_{TCid}^*} \right) = \Delta i_{did} - l_{TCid}^* \quad (4.29)$$

Înlocuind cei doi termeni, din expresia anterioară, se obține

$$E = l_3^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \sigma_{ca}^* \cdot \pi_C^*} \right)^{\frac{k'-1}{k'}} \right] - \frac{l_{Cid}^*}{\eta_T^* \cdot \eta_C^*} \tag{4.30}$$

Ca atare, forța specifică optimă devine

$$F_{R_{SP}} = \varphi_{ar} \cdot \sqrt{2 \cdot (1 - x_{opt}) \cdot E} - V \tag{4.31}$$

sau, introducând x_{opt},

$$F_{R_{SP}} = V \cdot \left(\frac{\varphi_{ar}^2}{\eta_T^* \cdot \eta_m \cdot \eta_r \cdot \eta_{el}} - 1 \right)$$

În primă aproximație, admițând că $\frac{\varphi_{ar}^2}{\eta_T^* \cdot \eta_m \cdot \eta_r} \approx 1$ se poate scrie

$$F_{R_{SP}} \cong \frac{V}{\eta_{el}} - V \tag{4.32}$$

La punct fix, forța de reacție specifică optimă este

$$F_{R_{SP0}} \cong \frac{1}{\beta} \in (70 \div 100) m/s \tag{4.33}$$

4.6. Studiul caracteristicilor de exploatare ale motorului turbopropulsor

4.6.1. Generalități

În cele ce urmează, se va studia influența vitezei, altitudinii de zbor și a parametrilor funcționali ai motorului, turația n, pasul elicei φ_{el}, asupra performanțelor fundamentale ale motorului: P_{ef}, F_R, $c_{SP\,ef}$.

Pentru că între turația motorului și pasul elicei există o anumită legătură, $n = f(\varphi_{el})$ se pot defini trei familii de caracteristici de exploatare:

–Caracteristica de viteză, CV;

–Caracteristica de înălțime, CH;

–Caracteristica de turație, CT. Pentru motoarele de elicopter se definește caracteristica de sarcină, CS.

În general, MTP se realizează în două variante, în ceea ce privește destinderea gazelor de ardere în turbină. Astfel, se întâlnesc motoare la care:

–Destinderea gazelor de ardere în turbină este completă, la orice regim de zbor și la orice regim de funcționare a motorului, adică $p_4 = p_H$. Motorul MTP cu destindere completă echipează, în mod uzual, elicopterele.

–Destinderea gazelor de ardere în turbină este constantă, la orice regim de zbor și la orice regim de funcționare a motorului, dar este completă, doar la punct fix. Motoarele MTP cu destindere constantă furnizează puteri foarte mari, ele fiind similare, funcțional, motorului turboreactor.

În cele ce urmează, vor fi analizate, pentru fiecare tip de motor, caracteristicile de zbor și de turație.

4.6.2. Caracteristica de viteză

Caracteristica de viteză reprezintă un ansamblu de curbe ce cuprinde variațiile performanțelor P_{ef}, F_R, $c_{SP\,ef}$ în funcție de viteza de zbor, pentru o altitudine de zbor constantă și o turație a motorului constantă și egală cu turația nominală, adică

$$\left.\begin{aligned} P_{ef} &= f(V) \\ F_R &= f(V) \\ c_{SP\ ef} &= f(V) \end{aligned}\right\} \text{ pentru } \begin{cases} H = ct. \\ n = n_{nom} = ct. \end{cases} \qquad (4.42)$$

4.6.2.1. Bazele fizice

Pentru a pune bazele fizice acestei caracteristici se are în vedere că:

$$P_{ef} = \dot{M}_a \cdot P_{SP\ ef},$$

în care

$$P_{SP\ ef} = \eta_r \cdot \left(l_T^* - l_C^*\right).$$

Totodată

$$F_R = F_{R_{SP}} \cdot \dot{M}_a,$$

iar

$$c_{SP\ ef} \approx \frac{1}{\alpha \cdot P_{SP\ ef}}.$$

4.6.2.1.1. Motorul turbopropulsor cu destindere completă în turbină

Caracteristic acestui motor este faptul că la creşterea vitezei, lucrul mecanic pe compresor $l_C^* = ct.$, iar destinderea în turbină se face până la presiunea atmosferică. În această situaţie, se modifică lucrul mecanic dezvoltat pe turbină, $l_T^* = f(V)$. La creşterea vitezei, în condiţiile în care geometria sistemului rămâne invariabilă şi $n=ct$, debitul creşte în aceeaşi manieră ca în cazul MTR.

Pentru a studia evoluţia $l_T^* = f(V)$ se reprezintă ciclul real al motorului pentru două viteze de zbor şi aceeaşi înălţime. Din compararea celor două cicluri rezultă:

–La creşterea vitezei de zbor creşte energia specifică a fluidului în amontele sistemului şi, în condiţiile în care pierderea de presiune în dispozitivul de admisie se modifică foarte puţin cu regimul de zbor, va rezulta o creştere a presiunii totale şi a entalpiei totale a fluidului la intrarea în compresor. Deoarece turaţia grupului turbocompresor este constantă rezultă că lucrul mecanic de comprimare este constant şi nu depinde de regimul de zbor, deci $l_{C_1}^* = l_{C_2}^*$. Ca atare, se îmbunătăţesc parametrii termodinamici ai aerului la intrarea în camera de ardere a sistemului. Deoarece temperatura maximă a gazelor de ardere T_3^* depinde numai de turaţia motorului atunci, la $n=ct.$ $T_3^* = ct.$, şi într-o primă aproximaţie $i_3^* = ct.$ adică entalpia maximă nu depinde de regimul de zbor. În aceste condiţii, evoluţia de ardere, între stările 2 şi 3, se deplasează către valori mai mici ale entropiei fapt ce are două urmări importante pentru motor:

–În condiţiile destinderii complete a gazelor de ardere, va rezulta o creştere a lucrului mecanic produs de gaze în turbină $l_{T_1}^* < l_{T_2}^*$, creştere proporţională cu creşterea vitezei de zbor. Rezultă, că puterea $P_{SP\ ef}$ şi P_{ef} se măresc odată cu creşterea vitezei de zbor.

–Energia calorică înmagazinată de fluid în camera de ardere este mai mică la viteze mai mici. Această scădere a căldurii este echivalentă fizic, cu o creştere a excesului de aer al gazelor de ardere. Deci, la creşterea vitezei de zbor, creşte excesul de aer, adică

$$\left(i_3^* - i_2^*\right)_2 < \left(i_3^* - i_2^*\right)_1$$

şi

$$\alpha_2 > \alpha_1.$$

Dacă α şi $P_{SP\,ef}$ cresc, atunci, întrucât

$$c_{SP\,ef} \approx \frac{1}{\alpha \cdot P_{SP\,ef}},$$

consumul specific efectiv scade la creşterea vitezei.

Evident,

$$F_{R\,SP} \approx C_4 - V,$$

unde C_4 este viteza gazelor de ardere la ieşirea din turbină. Deoarece lucrul mecanic produs de turbină, l_T^*, este mai mare, va trebui ca pentru a-l menţine, în secţiunile de arie minimă ale motorului (3', 5) regimul de curgere să fie întotdeauna critic. Astfel, perturbaţiile exterioare ale mediului nu vor influenţa niciodată regimul de curgere prin turbină. În consecinţă, $C_4 \neq f(H,V)$ şi, ca urmare, forţa de reacţie $F_{R_{SP}}$ scade liniar odată cu creşterea vitezei.

Scăderea forţei $F_{R_{SP}}$ fiind mult mai importantă decât creşterea debitului de aer, aceasta face ca forţa de reacţie F_R să scadă continuu la creşterea vitezei de zbor.

Toate aceste variaţii sunt prezentate în figura nr. 4.11.

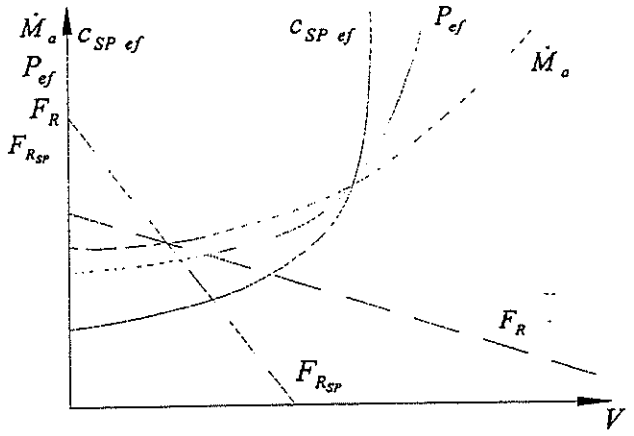


Fig. 4.11

4.6.2.1.2. Motorul turbopropulsor cu destindere constantă în turbină

Caracteristic acestui motor este faptul că la creşterea vitezei, lucrul mecanic consumat de compresor $l_C^* = ct.$ Destinderea în turbină este constantă, $l_T^* = ct.$, ceea ce înseamnă că $P_{SP\,ef} = ct.$ La creşterea vitezei, în condiţiile în care geometria sistemului rămâne invariabilă şi $n=ct.$, debitul creşte în aceeaşi manieră ca în cazul MTR.

Se reprezintă ciclul real al motorului, pentru două viteze de zbor şi aceeaşi înălţime. Din compararea celor două cicluri rezultă:

–La creşterea vitezei de zbor creşte energia specifică a fluidului în amontele sistemului şi, în condiţiile în care pierderea de presiune în dispozitivul de admisie se modifică foarte puţin cu regimul de zbor, vor rezulta creşteri ale presiunii totale şi entalpiei totale ale fluidului la intrarea în compresor;

–Deoarece turaţia grupului turbocompresor este constantă rezultă că lucrul mecanic de comprimare este constant şi nu depinde de regimul de zbor şi deci $l_{c_1}^* = l_{c_2}^*$.

–Se îmbunătățesc parametrii termodinamici ai aerului la intrarea în camera de ardere a sistemului. Deoarece temperatura maximă a gazelor de ardere T_3^* depinde numai de turația motorului atunci la $n=ct$ și $T_3^* = ct.$ și, într-o primă aproximație, $i_3^* = ct.$=ct și nu depinde de regimul de zbor. În aceste condiții, evoluția de ardere între stările 2 și 3 se deplasează către valori mai mici ale entropiei fapt ce are două consecințe importante pentru motor:

–Destinderea constantă a gazelor de ardere în turbină, $l_{T_1}^* = l_{T_2}^*$ și creșterea vitezei de evacuare a gazelor conduc la o creștere, mai puțin pronunțată, a $F_{R_{SP}}$ decât în cazul destinderii complete;

–Energia termică înmagazinată de fluid în camera de ardere este mai mică. Această scădere a căldurii este echivalentă, fizic, cu o creștere a excesului de aer al gazelor de ardere. Deci, la creșterea vitezei de zbor crește excesul de aer, adică, $\alpha_2 > \alpha_1$. Dacă, α crește și $P_{SP\ ef} = ct.$ atunci, cum

$$c_{SP\ ef} \sim \frac{1}{\alpha \cdot P_{SP\ ef}}$$

va rezulta o scădere a $c_{SP\ ef}$, la creșterea vitezei. Aceasta este însă mai mică decât în cazul anterior al destinderii complete;

Prin definiție,

$$F_{R_{SP}} \approx C_5 - V,$$

unde C_5 este viteza gazelor de ardere la ieșirea din ajutajul de reacție. Deoarece destinderea gazelor de ardere este constantă se mărește energia disponibilă a gazelor în sistemul de evacuare,

$$\Delta i_{se_2} > \Delta i_{se_1},$$

ceea ce înseamnă că viteza de evacuare a gazelor de ardere se va mări, $C_{5_2} > C_{5_1}$ și, ca urmare, diferența C_5–V devine mai mare decât în cazul anterior. Ca atare, F_R este mai mare ca în varianta destinderii complete.

Toate aceste variații sunt prezentate în figura nr. 4.12.

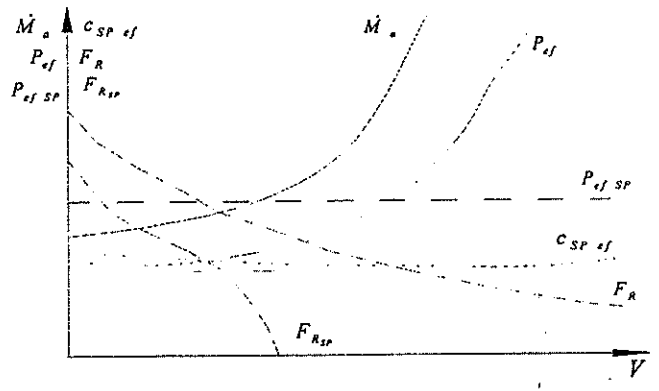


Fig. 4.12

4.6.3. Caracteristica de înălțime

Caracteristica de înălțime reprezintă ansamblul de curbe care cuprinde variațiile performanțelor P_{ef}, F_R, $c_{SP\ ef}$ în funcție de altitudinea de zbor, pentru o viteză de zbor constantă și o turație a motorului constantă și egală cu turația nominală.

Analitic, se poate scrie

$$\left.\begin{aligned} P_{ef} &= f(H) \\ F_R &= f(H) \\ c_{SP\ ef} &= f(H) \end{aligned}\right\} \text{ pentru } \begin{cases} V = ct. \\ n = n_{nom} = ct. \end{cases} \qquad (4.43)$$

4.6.3.1. Bazele fizice

Din punct de vedere fizic interesează, în special, evoluția motorului în troposferă.

Influența altitudinii de zbor asupra lucrului mecanic produs de turbină, l_T^*, se poate afla dacă se reprezintă ciclul real al motorului, pentru două altitudini de zbor, în troposferă.

4.6.3.1.1. Motorul turbopropulsor cu destindere completă în turbină

Caracteristic acestui motor este faptul că la creșterea înălțimii de zbor, lucrul mecanic pe compresor $l_C^* = ct.$, iar destinderea în turbină se face până la presiunea atmosferică. În această situație, se modifică lucrul mecanic dezvoltat de turbină, $l_T^* = f(H)$. La creșterea înălțimii, în condițiile în care geometria sistemului rămâne invariabilă și $n=ct$, debitul scade, în aceeași manieră ca în cazul MTR.

Se reprezintă ciclul real al motorului pentru două înălțimi de zbor și aceeași viteză. Din compararea celor două cicluri rezultă următoarele:

–La creșterea înălțimii de zbor, în condițiile în care pierderea de presiune în dispozitivul de admisie nu se modifică esențial cu regimul de zbor, va rezulta o înrăutățire a parametrilor termodinamici ai aerului la intrarea în compresor;

–Deoarece $n=ct.$ atunci $l_{c_1}^* = l_{c_2}^*$ ceea ce face ca la creșterea înălțimii să se constate scăderea presiunii aerului la intrare în camera de ardere;

–Deoarece $T_{3_{max}}^* = ct.$ atunci $i_{3_1}^* = i_{3_2}^*$ ceea ce face ca evoluția de ardere să se deplaseze către entropii mai mari, și, ca urmare, presiunea aerului la intrare în camera de ardere scade. Această deplasare are două consecințe mai importante:

–Scăderea presiunii gazelor de ardere la intrarea în turbină. Deoarece destinderea gazelor este completă în turbină, ea va compensa scăderea presiunii gazelor de ardere la intrare în turbină. Ca urmare, va rezulta o ușoară creștere a lucrului mecanic produs de turbină, l_T^*, odată cu creșterea altitudinii de zbor. Puterea efectivă specifică crește ușor odată cu creșterea înălțimii;

–Creșterea variației de entalpie a fluidului în camera de ardere, respectiv, gazele de ardere acumulează mai multă energie. Acest proces este echivalent cu o scădere a excesului de aer în camera de ardere:

$$\left(i_3^* - i_2^*\right)_2 > \left(i_3^* - i_2^*\right)_1$$

deci

$$\alpha_2 < \alpha_2;$$

Dacă α scade și $P_{SP\ ef}$ crește ușor atunci, întrucât

$$c_{SP\ ef} \approx \frac{1}{\alpha \cdot P_{SP\ ef}},$$

va rezulta o creștere a $c_{SP\ ef}$ odată cu înălțimea;

–P_{ef} scade, cu creșterea altitudinii de zbor, datorită scăderii debitului;

–Viteza gazelor de ardere la ieșire din turbină C_4 nu depinde de variația de altitudine, astfel încât pentru o viteză constantă de zbor, forța de reacție $F_{R_{SP}}$ nu se modifică la variația de altitudine. Ca atare, F_R scade continuu la creșterea înălțimii de zbor.

Toate aceste variații sunt prezentate în figura nr. 4.13.

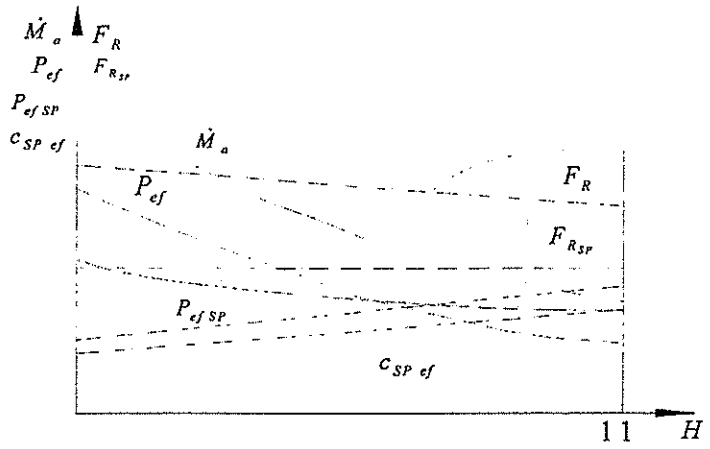


Fig. 4.13

4.6.3.1.2. Motorul turbopropulsor cu destindere constantă în turbină

Caracteristic acestui motor este faptul că la creşterea vitezei, lucrul mecanic pe compresor $l_C^* = ct.$ iar destinderea în turbină este constantă, $l_T^* = ct.$ ceea ce înseamnă că $P_{SP\,ef} = ct.$ La creşterea înălţimii, în condiţiile în care geometria sistemului rămâne invariabilă şi $n=ct.$, debitul scade în aceeaşi manieră ca în cazul MTR.

Se reprezintă ciclul real al motorului pentru două înălţimi de zbor şi aceeaşi viteză. Din compararea celor două cicluri rezultă:

–La creşterea înălţimii de zbor, în condiţiile în care pierderea de presiune în dispozitivul de admisie nu se modifică esenţial cu regimul de zbor, va rezulta o inrăutăţire a parametrilor termodinamici ai aerului la intrarea în compresor;

–Deoarece $n=ct.$ atunci $l_{c_1}^* = l_{c_2}^*$ ceea ce face ca la creşterea înălţimii să se constate o scădere a presiunii aerului la intrarea în camera de ardere.

–Deoarece, $T_{3_{max}}^* = ct.$ adică $i_{3_1}^* = i_{3_2}^*$, atunci evoluţia de ardere se deplasează către entropii mai mari. Ca urmare, are loc scăderea presiunii aerului în camera de ardere;

–Destinderea constantă a gazelor de ardere, $l_{T_1}^* = l_{T_2}^*$ şi scăderea debitului de aer conduc la o scădere mai pronunţată a P_{ef} decât în cazul motorului cu destindere completă în turbină. Totodată,

$$F_{R\,SP} \approx C_5 - V,$$

unde C_5 este viteza gazelor de ardere la ieşirea din ajutajul de reacţie. Deoarece destinderea gazelor de ardere este constantă scade energia disponibilă a gazelor de ardere în sistemul de evacuare $\left(\Delta i_{se_2} < \Delta i_{se_1}\right)$, ceea ce înseamnă că viteza de evacuare a gazelor de ardere, se va mări $C_{5_2} < C_{5_1}$, şi, ca atare, $F_{R\,SP} \approx C_5 - V$, va fi mai mică decât în cazul anterior.Prin urmare, F_R este mai mică decât în varianta destinderii complete în turbină datorită scăderii debitului;

–Creşte variaţia de entalpie a fluidului, în camera de ardere, respectiv gazele de ardere acumulează mai multă energie. Acest proces este echivalent cu o scădere a excesului de aer în camera de ardere: $\left(i_3^* - i_2^*\right)_2 > \left(i_3^* - i_2^*\right)_1$ adică $\alpha_2 < \alpha_2$. Dacă α scade $P_{SP\,ef} = ct.$ atunci, cum

$$c_{SP\,ef} \approx \frac{1}{\alpha \cdot P_{SP\,ef}},$$

va rezulta o creştere a c_{SPef} la creşterea înălţimii, însă mai lentă decât în cazul destinderii complete în turbină.

Toate aceste variaţii sunt prezentate în graficele din figura nr. 4.14.

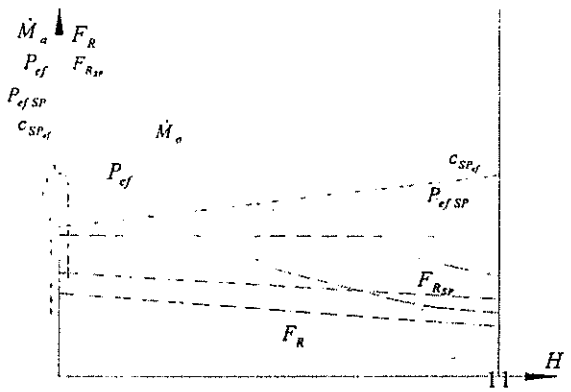


Fig. 4.14

4.6.3.2. Calculul caracteristicilor de înălțime și viteză

Pentru a calcula analitic aceste două caracteristici se consideră că la punct fix în turbină are loc o destindere completă a gazelor de ardere indiferent de varianta constructivă.

4.6.3.2.1. Motorul turbopropulsor cu destindere constantă în turbină

Prin definiție,

$$P_{ef} = \dot{M}_a \cdot P_{SP\,ef},$$

în care

$$P_{ef\,SP} = \eta_r \cdot \left(l_T^* - l_C^*\right).$$

Întrucât

$$l_T^* = l_{Tid}^* \cdot \eta_T^* = \eta_T^* \cdot \left(i_3^* - i_5^{m}\right), \qquad (4.44)$$

atunci

$$l_T^* = \eta_T^* \cdot i_3^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_C^* \cdot \sigma_{ca}^*}\right)^{\frac{k'-1}{k'}}\right].$$

Ca urmare,

$$l_T^* - l_C^* = \eta_T^* \cdot \left\{i_3^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_C^* \cdot \sigma_{ca}^*}\right)^{\frac{k'-1}{k'}}\right] - \frac{l_{Cid}^*}{\eta_T^* \cdot \eta_C^*}\right\}.$$

Pe de altă parte, ca și în cazul MTR, debitul de aer este

$$\dot{M}_a = \dot{M}_{a\,O} \cdot \pi_d \cdot \frac{p_H}{p_O} \cdot \frac{\pi_C^*}{\pi_{C\,O}^*}. \qquad (4.45)$$

Înlocuind lucrurile mecanice ale compresorului și turbinei rezultă

$$P_{SP\,ef} = \eta_r \cdot \left\{i_3^* \cdot \eta_T^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*}\right)^{\frac{k'-1}{k'}}\right] - \frac{l_{C\,id\,O}^*}{\eta_C^*}\right\}. \qquad (4.46)$$

Puterea efectivă se poate scrie, în final,

$$P_{ef} = \dot{M}_{a\,O} \cdot \pi_d \cdot \frac{p_H}{p_O} \cdot \frac{\pi_C^*}{\pi_{C\,O}^*} \cdot \eta_r \cdot \left\{i_3^* \cdot \eta_T^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*}\right)^{\frac{k'-1}{k'}}\right] - \frac{l_{C\,id\,O}^*}{\eta_C^*}\right\}. \qquad (4.47)$$

În același timp,

$$F_R = \dot{M}_a \cdot F_{R\,SP},$$

unde

$$F_{R_{SP}} = C_4 - V.$$

Pentru calculul vitezei C_4 se au în vedere expresiile cele două randamente

$$\eta_T = \frac{l_T^*}{i_3^* - i_{4\,id}}, \quad \eta_T^* = \frac{l_T^*}{i_3^* - i_{4\,id}^*}, \tag{4.48}$$

în care ultimul randament nu ține seama de energia cinetică a gazelor de ardere. Se calculează succesiv

$$i_3^* - i_{4\,id} = \frac{l_T^*}{\eta_T}, \quad i_3^* - i_{4\,id}^* = \frac{l_T^*}{\eta_T^*},$$

și, prin scădere,

$$i_{4\,id}^* - i_{4\,id} = l_T^* \cdot \left(\frac{1}{\eta_T} - \frac{1}{\eta_T^*}\right) = \frac{C_{4id}^2}{2}.$$

Imediat

$$C_{4\,id} = \sqrt{2 \cdot l_T^* \cdot \left(\frac{1}{\eta_T} - \frac{1}{\eta_T^*}\right)}. \tag{4.49}$$

Ca urmare, viteza reală devine

$$C_4 = \varphi_{SE} \cdot C_{4\,id} = \varphi_{SE} \cdot \sqrt{2 \cdot l_T^* \cdot \left(\frac{1}{\eta_T} - \frac{1}{\eta_T^*}\right)}. \tag{4.50}$$

Deci, forța de reacție specifică este, în final,

$$F_{R_{SP}} \approx \varphi_{SE} \cdot \sqrt{2 \cdot l_T^* \cdot \left(\frac{1}{\eta_T} - \frac{1}{\eta_T^*}\right)} - V. \tag{4.51}$$

Consumul efectiv specific de combustibil este

$$c_{SP\,ef} = 3600 \cdot \frac{m_C}{P_{SP\,ef}},$$

în care

$$m_C = \frac{i_3^* - i_2^*}{P_{ci} \cdot \xi_{ca}}$$

și

$$i_2^* = i_H^* + \frac{l_{C\,id\,O}^*}{\eta_C^*}.$$

4.6.3.2.2. Motorul turbopropulsor cu destindere completă în turbină

În acest caz,

$$P_{SPef} = ct. = P_{SP\,ef\,O} = \eta_r \cdot \left\{ i_3^* \cdot \eta_T^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_{d\,O}^* \cdot \sigma_{da\,O}^* \cdot \pi_{c\,O}^* \cdot \sigma_{ca\,O}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] - \frac{l_{C\,id\,O}^*}{\eta_C^*} \right\}$$

iar

$$F_{R_{SP}} = (1 + m_C) \cdot C_5 - V,$$

unde

$$C_5 = \varphi_{ar} \cdot \sqrt{2 \cdot \left\{ i_3^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d^* \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] - \frac{l_T^*}{\eta_T^*} \right\}}$$

şi

$$l_T^* = \frac{l_{Cid\,0}^*}{\eta_C^*} + \frac{P_{SP\,ef\,0}}{\eta_r}$$

Se ţine seama că debitul de aer este dat de relaţia (4.45), iar pentru calculul consumului specific efectiv de combustibil se utilizează aceleaşi relaţii ca în cazul precedent.

4.6.4. Caracteristicile de turaţie şi de sarcină

4.6.4.1. Generalităţi

Caracteristica de turaţie reprezintă un ansamblu de curbe care cuprinde variaţiile performanţelor P_{ef}, F_R, $c_{SP\ ef}$ în funcţie de turaţia motorului, pentru o viteză şi o altitudine de zbor constante. Deci, analitic

$$\left.\begin{aligned} P_{ef} &= f(n) \\ F_R &= f(n) \\ c_{SP\ ef} &= f(n) \end{aligned}\right\} \text{ pentru } \begin{cases} V = ct. \\ H = ct. \end{cases} \qquad (4.52)$$

Caracteristica de turaţie se poate defini în două moduri în funcţie de dotarea motorului cu elice cu pas variabil sau cu o elice cu pas fix. În cazul unui MTP echipat cu o elice cu pas fix, va rezulta o caracteristică de turaţie CT. Similar, în cazul unui MTP dotat cu o elice cu pas variabil, va rezulta astfel o caracteristică de sarcină CS.

Diferenţa dintre modele constă în aceea că în cazul unei elice cu pas fix, puterea efectivă a motorului este puterea absorbită de elice $P_{ef}=P_{el}$.

4.6.4.2. Caracteristica de turaţie

4.6.4.2.1. Bazele fizice

Din punct de vedere fizic la creşterea turaţiei grupului turbocompresor are loc o creştere a debitului de aer $\dot{M}_a$ care traversează sistemul, dar şi o creştere a debitului de combustibil $\dot{M}_c$ care se injectează în camera de ardere. Astfel, temperatura T_3^* se măreşte rezultând o creştere a lucrului mecanic al turbinei l_T^* mult mai mare decât creşterea lucrului mecanic al compresorului l_C^*. În acest mod, cresc $P_{SP\ ef}$ şi P_{ef} aşa cum reiese din figura nr. 4.15.

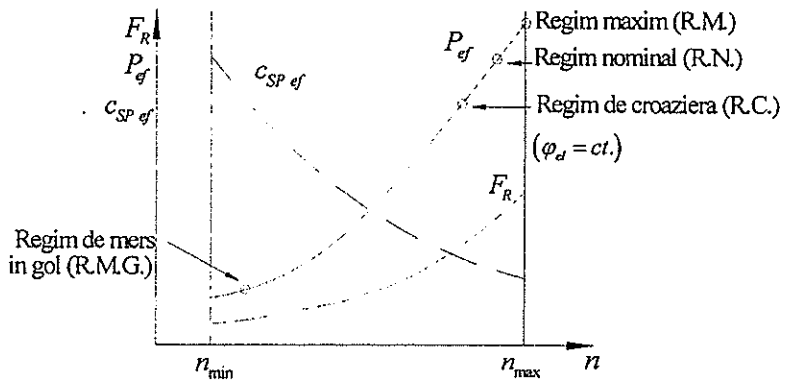


Fig. 4.15

Mărirea temperaturii T_3^* influenţează viteza C_4 cu care gazele de ardere părăsesc turbina. Astfel, are loc şi o creştere a vitezei de evacuare a gazelor de ardere din ajutajul de reacţie C_5, şi, implicit, o creştere a forţei de reacţie specifică $F_{R\ SP}$. Pentru $\alpha \approx ct.$ şi $c_{SP\ ef} \approx \frac{1}{P_{SP\ ef}}$, va rezulta o scădere a consumului efectiv specific cu turaţia.

4.6.4.2.2. Regimurile de funcţionare ale motorului

Regimurile de funcţionare sunt următoarele:

–Regimul maxim, R.M. caracterizat de parametrii următori:

$$\begin{cases} T_{3\ max}^{*} \\ n_{max} \\ P_{ef\ max}, F_{R\ max} \\ c_{SP\ ef\ min} \end{cases}$$

–Regimul nominal, R.N. pentru care P_{ef}=(0,95-0,98)$P_{ef\,max}$;

–Regimul de croazieră, R.C. pentru care P_{ef}=(0,8-0,9)P_{nom};

–Regimul de mers în gol, R.M.G. caracterizat de parametrii următori:

$$\begin{cases} P_{ef} = (0{,}1 - 0{,}2) P_{nom} \\ F_{R\ min} \\ c_{SP\ ef\ max} \end{cases}$$

4.6.4.3. Caracteristica de sarcină

În această situaţie elicea având pasul variabil, se poate construi câte o caracteristică de turaţie pentru fiecare pas φ_{el} al elicei, ca în figurile nr. 4.16, 4.17 şi 4.18.

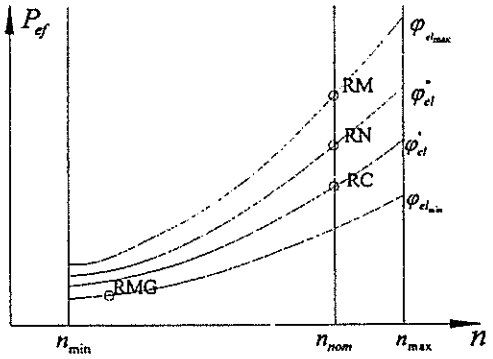


Fig. 4.16

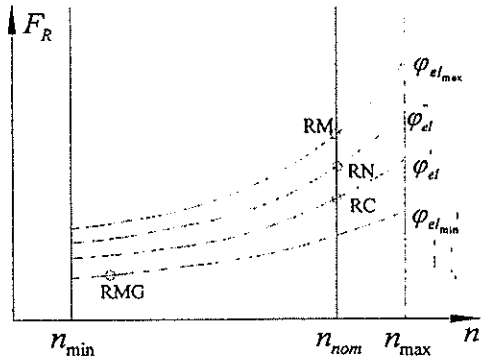


Fig. 4.17

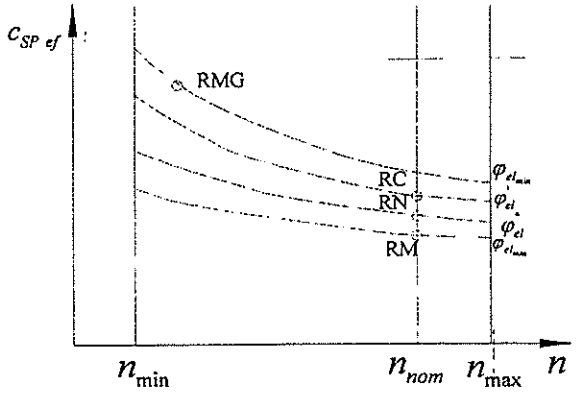


Fig. 4.18

Pentru o elice cu pas variabil se poate obţine, în câmpul acestor diagrame, orice performanţă pentru sistem, deoarece motorul dispune de două grade de libertate:

$-\dot{M}_c, \varphi_{el}$, factori reglabili;

$-n, T_3^*$, parametrii reglabili.

Debitul de combustibil $\dot{M}_c$ se dozează din maneta de gaze a motorului.

Pasul elicei φ_{el} se reglează cu ajutorul manetei de comandă a pasului elicei.

Se propune o lege de comandă a pasului elicei la care să corespundă o lege de variație a performanțelor sistemului. Cea mai convenabilă lege presupune menținerea constantă a pasului elicei, pentru o turație n în intervalul $n_{min}<n<n_{nom}$, adică, $\varphi_{el} = \varphi_{el\ min} = ct.$ apoi, pentru $n=n_{nom}$ menținerea constantă a turației, $n=ct.$

Pentru o turație n în intervalul $n_{min}<n<n_{nom}$, performanțele motorului se modifică dacă se modifică turația grupului turbocompresor, prin intermediul manetei de gaze.

La $n=n_{nom}$ performanțele sistemului se modifică prin intermediul pasului elicei deci prin maneta de comandă a pasului elicei.

Regimurile importante ale motorului sunt situate la aceeași turație n_{nom}. Ele se obțin modificând pasul elicei. Astfel, MTP poate funcționa la turație constantă indiferent de performanțele pe care trebuie să le furnizeze. Ca atare, motorul va avea o resursă de funcționare mult mai mare.

4.6.5. Calculul caracteristicii de turație a motorului turbopropulsor

Se consideră

$$P_{ef} = P_{ef\ nom} \cdot \bar{n}^{b}, \qquad (4.53)$$

unde $\bar{n} = \dfrac{n}{n_{nom}}$ reprezintă turația relativă a sistemului, iar b reprezintă exponentul ce depinde de legea de comandă a pasului elicei. Astfel, pentru $\varphi_{el} = ct.$, b=3, pe CT.

Forța de reacție este

$$F_R = \dot{M}_a \cdot F_{R_{SP}},$$

în care $\dot{M}_a = \dot{M}_{a\ nom} \cdot \bar{n}^{a}$, unde a reprezintă exponentul de influență a turației asupra debitului, $a \in [1,2]$. Dacă destinderea este completă, debitul variază liniar, deci a=1.

Întrucât

$$C_4 = \varphi_{SE} \cdot \sqrt{2 \cdot l_T^* \cdot \left(\frac{1}{\eta_T} - \frac{1}{\eta_T^*} \right)}$$

iar

$$l_T^* = l_C^* + \frac{P_{SP\ ef}}{\eta_r} \quad \text{și} \quad l_C^* = l_{C\ nom}^* \cdot \bar{n}^{2}$$

atunci

$$P_{SP\ ef} = \frac{P_{ef}}{\dot{M}_a} = \frac{P_{ef\ nom} \cdot \bar{n}^{b}}{\dot{M}_{a\ n} \cdot \bar{n}^{a}} = P_{ef\ nom} \cdot \bar{n}^{(b-a)} \qquad (4.54)$$

Totodată

$$c_{SP\ ef} = 3600 \cdot \frac{m_C}{P_{SP\ ef}}$$

în care

$$m_C = \frac{i_3^* - i_2^*}{P_{cl} \cdot \xi_{ca}}$$

$$i_3^* = f(\bar{n}, b)$$

și

$$i_2^* = i_H^* + l_{C\ nom}^* \cdot \bar{n}^{2}$$

Puterea efectivă devine

$$P_{ef} = \eta_r \cdot \left(P_T - P_C\right),$$

unde

$$P_T = \dot{M}_g \cdot l_T^*.$$

şi

$$l_T^* = i_3^* \cdot \eta_T^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*}\right)^{\frac{k'-1}{k'}}\right].$$

Înlocuind, puterea turbinei devine

(4.55)

unde

$$\dot{M}_g \cong \dot{M}_a = \dot{M}_{a\,n} \cdot \bar{n}^a \approx \dot{M}_{g\,n} \cdot \bar{n}^a.$$

Dar

$$P_C = P_{C\,n} \cdot \bar{n}^3 \qquad (4.56)$$

şi

$$P_{ef} = P_{ef\,n} \cdot \bar{n}^b \qquad (4.57)$$

Se obţine, în final

$$P_{ef} = \eta_r \cdot \left\{\dot{M}_g \cdot i_3^* \cdot \eta_T^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*}\right)^{\frac{k'-1}{k'}}\right] - P_C\right\}, \qquad (4.58)$$

Din relaţia (4.58) se scoate entalpia maximă a gazelor de ardere

$$i_3^* = \frac{P_C + \frac{P_{ef}}{\eta_r}}{\dot{M}_g \cdot \eta_T^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*}\right)^{\frac{k'-1}{k'}}\right]}. \qquad (4.59)$$

La regim nominal, relaţia (4.59) devine

$$i_{3\,n}^* = \frac{P_{C\,n} + \frac{P_{ef\,n}}{\eta_r}}{\dot{M}_{g\,n} \cdot \eta_T^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*}\right)^{\frac{k'-1}{k'}}\right]}. \qquad (4.60)$$

Împărţind relaţiile (4.59) şi (4.60), rezultă

$$\frac{i_3^*}{i_{3\,n}^*} = \underbrace{\frac{P_{C\,n} \cdot \bar{n}^3 + \frac{P_{ef\,n} \cdot \bar{n}^b}{\eta_r}}{P_{C\,n} + \frac{P_{ef\,n}}{\eta_v}}}_{P(\bar{n},b)} \cdot \frac{\dot{M}_{g\,n}}{\dot{M}_g} \cdot \underbrace{\frac{1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*}\right)^{\frac{k'-1}{k'}}}{1 - \left(\frac{1}{\sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*}\right)^{\frac{k'-1}{k'}}}}_{F\left(\pi_C^*, \sigma_{ca}^*, \pi_d\right)},$$

din care, se obţine

$$i_3^* = i_{3\,n}^* \cdot \overbrace{P\left(\bar{n},b\right) \cdot \frac{1}{\bar{n}^a} \cdot F\left[\pi_c^*\left(\bar{n}\right)\right]}^{G(\bar{n},b)}.$$

sau, în general,

$$i_3^* = i_{3\,n}^* \cdot G\left(\bar{n},\bar{b}\right). \qquad (4.61)$$

Deci, entalpia maximă este funcţie de legea de comandă a pasului elicei, prin exponentul b. În cazul MTP, cu elice cu pas fix, b=3.

4.7. Caracteristica universală a motorului turbopropulsor

Caracteristica universală reprezintă ansamblul de curbe care cuprinde variațiile parametrilor de similitudine ai performanțelor P_{ef}, F_R, $c_{SP\ ef}$ în funcție de parametrii de similitudine ai regimului de zbor și turației motorului. Analitic,

$$\begin{cases} \dfrac{P_{ef}}{p_1^* \cdot \sqrt{T_1^*}} = f(M) \\ \dfrac{F_P}{p^*} = f(M) \\ c_{SP\ ef} = f(M) \end{cases} \tag{4.62}$$

pentru $\dfrac{n}{\sqrt{T_1^*}} = ct.$ și are alura caracteristicii de viteză, sau

$$\begin{cases} \dfrac{P_{ef}}{p_1^* \cdot \sqrt{T_1^*}} = f\left(\dfrac{n}{\sqrt{T_1^*}}\right) \\ \dfrac{F_P}{p^*} = f\left(\dfrac{n}{\sqrt{T_1^*}}\right) \\ c_{SP\ ef} = f\left(\dfrac{n}{\sqrt{T_1^*}}\right) \end{cases} \tag{4.63}$$

pentru M=ct. și este similară caracteristicii de turație.

Va trebui demonstrat că $\dfrac{P_{ef}}{p_1^* \cdot \sqrt{T_1^*}} = idem$. Se pornește de la relația generală

$$P_{ef} = \dot{M}_a \cdot P_{SP\ ef}$$

sau

$$P_{ef} = \frac{\dot{M}_a \cdot \sqrt{T_1^*}}{p_1^*} \cdot \frac{P_{SP\ ef}}{T_1^*} \cdot p_1^* \cdot \sqrt{T_1^*},$$

respectiv

$$\frac{P_{ef}}{p_1^* \cdot \sqrt{T_1^*}} = \frac{\dot{M}_a \cdot \sqrt{T_1^*}}{p_1^*} \cdot \frac{P_{SP\ ef}}{T_1^*} \tag{4.64}$$

Ținând seama că

$$P_{SP\ ef} \approx C_5 - V = \varphi_{ar} \cdot \sqrt{2 \cdot \left\{ i_3^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \pi_c^* \cdot \sigma_{ca}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] - \frac{l_C^*}{\eta_C^* \cdot \eta_T^*} \right\}}$$

atunci

$$\frac{P_{SP\ ef}}{T_1^*} \approx \frac{P_{SP\ ef}}{i_1^*} = f\left(\frac{i_3^*}{i_1^*}, M, \pi_c^*, \eta_C^*\right)$$

Ca urmare, rezultă

$$\frac{P_{SP\ ef}}{T_1^*} = idem, \tag{4.65}$$

și

$$\frac{P_{ef}}{p_1^* \cdot \sqrt{T_1^*}} = idem, \tag{4.66}$$

ceea ce trebuia demonstrat.

Cum însă

$$c_{SP\ ef} = ct. \cdot \frac{i_3^* - i_2^*}{P_{SP\ ef}},$$

atunci, aranjând convenabil termenii

$$c_{SP\ ef} = ct. \cdot \frac{\frac{i_3^*}{i_1^*} - \frac{i_2^*}{i_1^*}}{\frac{P_{SP\ ef}}{T_1^*}},$$

ceea ce conduce la

$$c_{SP\ ef} = idem \tag{4.67}$$

Pe baza acestor performanțe se stabilesc performanțele motorului în condiții standard, pentru a-l putea compara cu alte motoare. Prin urmare,

$$\frac{P_{ef}}{p_1^* \cdot \sqrt{T_1^*}} = \frac{P_{ef\ standard}}{p_O \cdot \sqrt{T_O}} \text{ de unde } P_{ef\ standard};$$

$$\frac{F_R}{p_1^*} = \frac{F_{R\ standard}}{p_O}, \text{ din care } F_{R\ standard};$$

și

$$c_{SP\ ef} = c_{SP\ ef\ standard}.$$

PARTEA A-III-A

SISTEME DE PROPULSIE CU COMPRIMARE DIMANICĂ

A. INTRODUCERE

În capitolul destinat noțiunilor generale a fost prezentată următoarea clasificare a sistemelor de propulsie:

$$\textit{Motoare aeroreactoare}\begin{cases}\textit{cu comprimare mecanică}\begin{cases}\textit{M.T.R.}\\ \textit{M.T.R.D.F.}\begin{cases}\textit{SEP.}\\ \textit{AM.}\end{cases}\end{cases}\\ \textit{cu comprimare dinamică}\begin{cases}\textit{Statoreactorul, M.S.R.}\\ \textit{Pulsoreactorul, M.P.R.}\end{cases}\end{cases}$$

La studiul MTR s-a observat că există o valoare a gradului de comprimare, $\pi^{*}_{C_{opt}}$, pentru care forța de propulsie specifică a sistemului, F_{SP} este maximă. Dacă viteza de zbor crește, gradul de comprimare $\pi^{*}_{C_{opt}}$ se micșorează astfel încât, la o anumită viteză de zbor, V_{max}, va rezulta $\pi^{*}_{C_{opt}} = 1$. Ca atare, la viteza maximă, grupul turbocompresor al sistemului poate fi eliminat din construcția motorului deoarece comprimarea mecanică a încetat. Ca urmare, pentru $V > V_{max}$ comprimarea aerului în sistemul rezultat se va face pe cale dinamică.

Astfel, frânarea aerului, de la o viteză de zbor supersonică, ce corespunde unui număr $M \approx 2,5–3$, până la o viteză care corespunde vitezei de ardere a amestecului aer–combustibil în camera de ardere, V_a, viteză ordinar subsonică, $M \approx 0,1–0,15$, se va face în interiorul noului sistem, pe cale dinamică.

În aceste condiții, elementul component al motorului, care va realiza frânarea, dispozitivul de admisie, va juca un rol deosebit în funcționarea sistemului de propulsie. În dispozitivul de admisie transformarea energiei cinetice în energie potențială se poate face în două moduri:

–Prin frânări discontinue, în prezența unor unde de șoc;

–Prin frânare continuă, într-un canal profilat corespunzător, regimului de curgere al dispozitivului de admisie.

În funcție de regimul de zbor al aeronavei, în dispozitivele de admisie se pot genera sisteme complexe de unde de șoc alcătuite din una, două, trei sau patru unde de șoc oblice și o undă de șoc normală.

Caracteristic acestor motoare este faptul că realizarea presiunii statice, care asigură o ardere stabilă, este rezultatul unei comprimări dinamice a aerului în dispozitivul de admisie, aceasta putând fi continuă sau discontinuă.

Motoarele cu comprimare dinamică a fluidului de lucru se împart în două categorii:

- Motoare statoreactoare;
- Motoare pulsoreactoare.

B. AVANTAJELE SISTEMELOR DE PROPULSIE CU COMPRIMARE DINAMICĂ

Avantajele acestor sisteme sunt următoarele:

- Eliminarea grupului turbocompresor asigură sistemului o construcție simplă, aceasta fiind, de fapt, o simplă canalizație profilată, în care se realizează cele trei procese termodinamice fundamentale: comprimarea, arderea și destinderea fluidului de lucru;

- Forța de propulsie a sistemului este de circa (*4–6*) ori mai mare decât forța de propulsie a unui sistem cu comprimare mecanică a fluidului de lucru;

- Lipsa grupului turbocompresor asigură o greutate a sistemului de (*2–3*) ori mai redusă decât a unui sistem cu comprimare mecanică a fluidului de lucru;

- Creșterea forței de propulsie, corelată cu scăderea greutății sistemului conduce la o greutate specifică redusă a motorului;

- În fluxul de gaze de ardere nu se mai găsesc elementele componente ale sistemului, palete de turbină și discuri, care să limiteze temperatura maximă a gazelor. În consecință, temperatura fluidului de lucru

poate lua valori comparabile cu temperatura de ardere a amestecului aer–combustibil. Astfel, temperatura maximă a gazelor de ardere va depinde de natura combustibilului folosit. Pentru petrolul de aviație, aceasta este de aproximativ *2200 K*;

- Sistemul poate folosi orice fel de combustibil, indiferent de compoziția lui chimică.

C. DEZAVANTAJELE SISTEMELOR DE PROPULSIE CU COMPRIMARE DINAMICĂ

Principalele dezavantaje sunt:

- Sistemele nu pot funcționa la punct fix (*H=0, V=0*). Pentru a fi pornite, acestea trebuie să fie alimentate cu aer de la o sursă exterioară sau trebuie antrenate, în mișcare, de către alte sisteme de propulsie sau, pur și simplu, catapultate sau lansate;

- Consumul specific de combustibil este de circa (*3–4*) ori mai mare decât cel al turbomotoarelor.

Capitolul 5. MOTORUL STATOREACTOR

5.1. Generalități

Motorul statoreactor, MSR, are ca fluid de lucru aerul, iar ca instalație de propulsie un ajutaj de reacție. Caracteristic acestui sistem este faptul că transformarea energiei chimice a amestecului aer–combustibil în energie

termică, prin ardere, este un proces izobar și staționar.

Forța de propulsie a sistemului este rezultatul unei reacții directe a fluidului asupra sistemului, de aceea este denumită forță de reacție. În general, motorul statoreactor echipează aeronave care evoluează la

M=1.5–5.

În cazul motoarelor statoreactoare supersonice, sistemele vor fi combinate cu motoare clasice, MTR sau MTR DF–AM. În acest ultim caz, la M=2,2–2,5 se realizează blocarea fluxului primar de fluid de lucru și concomitent injectarea combustibilului în fluxul secundar. Se realizează un proces de ardere izobar, staționar, asemănător celui din MSR.

Din punct de vedere al regimului de curgere în interiorul sistemului, motoarele statoreactoare se împart în:

–MSR subsonice;

–MSR supersonice.

Din punctul de vedere al vitezei de ardere în camera de ardere a MSR, motoarele statoreactoare pot fi:

–Cu ardere subsonică;

–Cu ardere supersonică.

5.2. Motorul statoreactor subsonic

Motorul statoreactor subsonic, MSR-sS, se caracterizează prin faptul că singura secțiune din canalul de lucru în care se atinge viteza critică de

curgere este secţiunea minimă a ajutajului de reacţie. În toate celelalte secţiuni curgerea este subsonică.

Ţinând seama că viteza de evoluţie a aeronavei este supersonică, este necesară o reducere a vitezei de curgere a fluidului de la un regim supersonic, exterior, la un regim subsonic în interiorul sistemului. Această trecere se face prin intermediul unei unde de şoc plană, normală, deplasată în amontele sistemului. În unda de şoc are loc comprimarea dinamică, discontinuă, a fluidului de lucru. Deoarece performanţele sistemului sunt puternic influenţate de intensitatea undei de şoc normală, concret scad proporţional cu creşterea intensităţii undei, atunci se limitează regimul de zbor la valori $M=1.5\div1.7$, în aşa fel încât pierderile de presiune frânată, prin unda de şoc, să se încadreze în gama uzuală de pierderi, *0.95–0.98*, astfel încât ele să nu afecteze forţa de reacţie a sistemului.

Cea mai des întâlnită aplicaţie, pentru motorul statoreactor subsonic, este folosirea sa pentru antrenarea palelor de elicopter.

Schema de principiu, principalele secţiuni, împreună cu variaţiile parametrilor cinematici şi termodinamici, în lungul motorului, sunt reprezentate în figura nr. 5.1.

Elementele componente ale motorului sunt următoarele:

–Dispozitivul de admisie, I;

–Camera de ardere, II;

–Sistemul de evacuare (ajutajul de reacţie) III.

În camera de ardere se pun în evidenţă:

–Injectoare de combustibil, a;

–Stabilizatoarele de flacără, b.

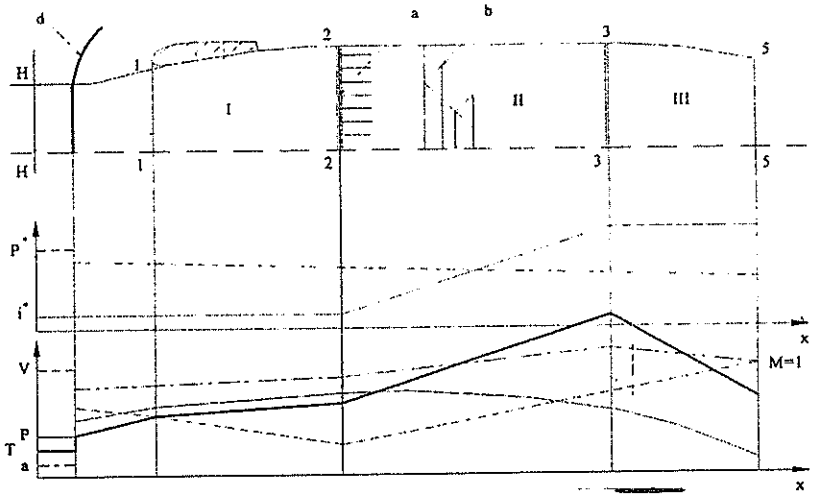


Fig. 5.1

5.3 Motorul statoreactor supersonic

Motorul statoreactor supersonic, MSR–SS, cuprinde, în interiorul sistemului, domenii în care curgerea fluidului este supersonică. Aceste domenii coexistă cu spaţii în care curgerea este subsonică şi sunt plasate, de regulă, în secţiunile extreme ale canalului motorului adică la intrarea respectiv la ieşirea din motor. Regimurile supersonice se realizează în dispozitivul de admisie şi în ajutajul de reacţie.

Schema de principiu a MSR–SS precum şi variaţiile parametrilor cinematici si termodinamici, pe o linie de curent în lungul motorului, sunt reprezentate în figura nr. 5.2.

Elementele componente ale sistemului sunt identice cu cele ale variantei subsonice. De remarcat că dispozitivul de admisie şi ajutajul de reacţie sunt reglabile.

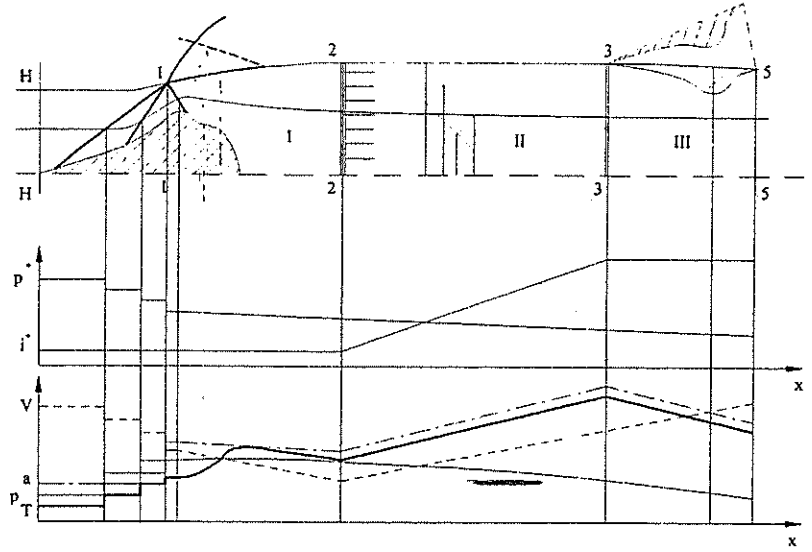


Fig. 5.2

5.4. Ciclul real al motorului statoreactor

În figura nr. 5.3 sunt prezentate, în coordonate *i–s*, ciclurile reale ale unui MSR şi al unui MTR.

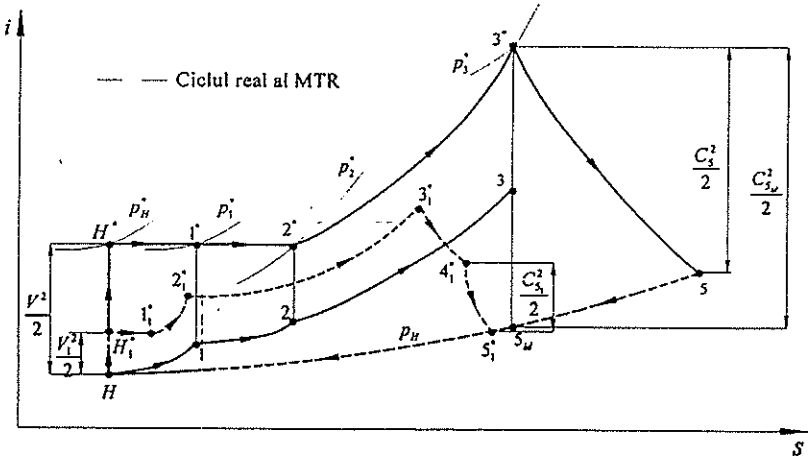


Fig.5.3

Pe baza ciclului reprezentat se constată următoarele deosebiri faţă de MTR:

–Viteza de zbor a unei aeronave, echipate cu motor turboreactor, este mai mică decât a unei aeronave echipate cu un motor statoreactor $V_1 < V$;

–Entalpia maximă a gazelor de ardere a MTR este mult mai mică decât în cazul MSR, $i_{3_1}^* < i_3^*$;

–Presiunea totală la intrare în sistemul de evacuare în cazul MTR este mult mai mică, decât în cazul MSR, $p_{3_1}^* \ll p_3^*$;

–Performanţele MTR sunt mai reduse decât cele ale MSR, deoarece $C_{5_1} < C_5$, adică

$$F_{MTR} < F_{MSR}.$$

5.5. Parametrii de bază

Pe baza ciclului real, se definesc principalii parametrii ai MSR.

Astfel, π^*, reprezintă gradul total de comprimare a fluidului de lucru în MSR, adică

$$\pi^* = \frac{p_2^*}{p_H} = \frac{p_2^*}{p_1^*} \cdot \frac{p_1^*}{p_H} \cdot \frac{p_H^*}{p_H}; \qquad (5.1)$$

Dacă se notează cu:

$-\sigma_{da_f}^* = \frac{p_2^*}{p_1^*}$, coeficientul de pierdere de presiune totală în dispozitivul de admisie datorită frecării între fluid şi pereţii dispozitivului;

$-\sigma_{da_u}^* = \frac{p_1^*}{p_H^*}$, coeficientul de pierdere de presiune totală prin sistemul de unde de şoc al dispozitivului de admisie;

$-\pi_d = \frac{p_H^*}{p_H}$, gradul de comprimare dinamică a fluidului în exteriorul sistemului de propulsie, atunci

$$\pi^* = \pi_d \cdot \sigma^*_{da_a} \cdot \sigma^*_{da_f} = \pi_d \cdot \sigma^*_{da}, \tag{5.2}$$

unde σ^*_{da} este coeficientul de pierdere de presiune totală în dispozitivul de admisie.

În acelaşi timp, se menţionează că

$$\begin{cases} \sigma^*_{da_f} \neq f(M) \\ \sigma^*_{da_a} = f(M) \end{cases} \tag{5.3}$$

şi, ca urmare, $\sigma^*_{da} = f(M)$, adică este o funcţie de regimul de zbor.

Pe lângă π^* se mai defineşte $\Theta = \frac{T_3^*}{T_H}$, care reprezintă gradul total de încălzire a fluidului în motor.

5.6. Performanţele motorului statoreactor

Se definesc, în continuare, performanţele fundamentale ale motorului statoreactor.

5.6.1. Forţa de reacţie

Prin definiţie, forţa de reacţie F_R este dată de relaţia

$$F_R = \dot{M}_g \cdot C_5 - \dot{M}_a \cdot V, \tag{5.4}$$

care se obţine în condiţiile destinderii complete a fluidului de lucru.

Pentru a realiza o destindere completă, la orice regim de zbor şi la orice regim de funcţionare al motorului, este necesar ca ajutajul de reacţie al sistemului să fie dublu reglabil, adică ajutajul să-şi poată modifica atât secţiunea minimă a canalului de lucru cât şi secţiunea de ieşire, deci A_{min} şi

A_5. Variaţia geometriei canalului de lucru al ajutajului de reacţie, deci a debitului de fluid ce trece prin sistem, impune, în mod obligatoriu, şi modificarea geometriei canalului de lucru al dispozitivului de admisie.

Modificarea geometriei dispozitivului de admisie se face cu scopul de a asigura la orice regim de zbor debitul maxim de aer necesar sistemului de propulsie. Aceasta se realizează, practic, prin condiţia ca prima undă de şoc oblică să treacă, întotdeauna, prin bordul de atac al învelişului exterior al dispozitivului de admisie, BA, ca în figura nr. 5.4.

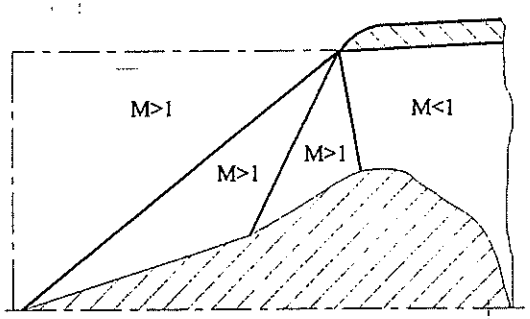


Fig. 5.4

Dacă geometria canalului de lucru este fixă, atunci la o viteză $M>M^*$, prima undă de şoc oblică scade ca intensitate, adică devine şi mai oblică. Se creează, în interiorul canalului, un sistem de unde de şoc care provoacă pierderi mari de presiune totală. Pentru limitarea lor trebuie modificată geometria canalului pentru ca prima undă de şoc să treacă, din nou, prin bordul de atac al învelişului exterior al dispozitivului de admisie. Acest lucru este posibil în următoarele moduri (corespunzătoare unei creşteri a vitezei de zbor):

–Se deplasează corpul central al dispozitivului de admisie către amonte astfel încât unda de şoc oblică să treacă prin bordul de atac;

–Se modifică unghiul corpului central astfel că la un unghi mai mare unda de şoc va trece prin bordul de atac al învelişului exterior;

–Se modifică admisia de aer prin rotirea învelişului exterior al dispozitivului de admisie cu un anumit unghi.

Evident, în formula forţei intervine debitul de gaze de ardere, $\dot{M}_g$ dat de expresia

$$\dot{M}_g = \dot{M}_a + \dot{M}_c = \dot{M}_a \cdot \left(1 + \frac{1}{\alpha \cdot \min L}\right),$$

unde α reprezintă excesul de aer în urma arderii. Coeficientul α poate varia în limitele în care are loc arderea amestecului aer–combustibil (pentru combustibil JP4, α=*0,4÷1,7*). Spre deosebire de MTR, în cazul MSR, excesul de aer poate fi cel care corespunde unui amestec stoechiometric, adică

$$\alpha = \alpha_{teoretic} = 1.$$

În aceste condiţii, debitul de gaze devine

$$\dot{M}_g = \dot{M}_a \cdot \left(1 + \frac{1}{\min L}\right), \qquad (5.5)$$

care este mai mare decât cel al MTR.

Înlocuind în relaţia (5.4), forţa devine

$$F_R = \dot{M}_a \cdot \left(1 + \frac{1}{\min L}\right) \cdot C_5 - \dot{M}_a \cdot V = \dot{M}_a \cdot \left[\left(1 + \frac{1}{\min L}\right) \cdot C_5 - V\right]. \qquad (5.6)$$

5.6.2. Forţa de reacţie specifică

Prin definiţie,

$$F_{R_{SP}} = \frac{F_R}{\dot{M}_a} = \left(1 + \frac{1}{\min L}\right) \cdot C_5 - V. \qquad (5.7)$$

Forţa specifică a MSR este mai mare decât cea analoagă a MTR, deoarece:

–Viteza gazelor de ardere, în cazul MSR, C_5, este superioară celei obţinute de către MTR, întrucât destinderea gazelor de ardere este

completă, C_5=*(1000-20000) m/s*;

–Excesul de aer, în cazul MSR, este mai mic decât cel întâlnit la MTR.

5.6.3. Consumul specific de combustibil

Se ţine seama că expresia consumului specific este

$$c_{SP} = 3600 \cdot \frac{\dot{M}_c}{F_R} = 3600 \cdot \frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_a} \cdot \frac{1}{F_{R_{SP}}} = \frac{3600}{\min L} \cdot \frac{1}{F_{R_{SP}}}. \qquad (5.8)$$

Se observă că, valoarea consumului specific de combustibil al MSR este de α ori mai mare decât consumul înregistrat de MTR.

De obicei,

$$c_{SP} = (0,25 - 0,4) \left[\frac{kg}{N \cdot h}\right].$$

Din relaţia (5.8) se observă că

$$c_{SP} \cdot F_{R_{SP}} = \frac{3600}{\min L} = ct. \qquad (5.9)$$

Din punct de vedere fizic, rezultatul este extrem de interesant, deoarece acei parametrii care optimizează una dintre cele două performanţe, în mod obligatoriu, o vor optimiza şi pe cea de-a doua. Ca atare, MSR reprezintă singurul sistem de propulsie la care se pot optimiza simultan performanţele specifice, $F_{R\,SP}$ şi c_{SP}.

5.7. Caracteristicile de exploatare ale motorului statoreactor

Caracteristicile de exploatare ale MSR reprezintă un ansamblu de curbe ce cuprinde variaţiile performanţelor motorului în funcţie de parametrii regimului de zbor pentru o temperatură T_3^* constantă.

Din caracteristicile de exploatare ale MSR fac parte:

–Caracteristica de viteză;

–Caracteristica de înălţime.

5.7.1. Caracteristica de viteză

Caracteristica de viteza reprezintă un ansamblu de curbe care cuprinde variaţiile forţei de reacţie F_R şi a consumului de combustibil specific, c_{SP}, în funcţie de viteza de zbor pentru o înălţime de zbor constantă şi o temperatură T_3^* constantă. Analitic se poate scrie

$$\begin{cases} F_R = f(V) \\ c_{SP} = f(V) \end{cases} \text{pentru} \begin{cases} H = ct. \\ T_3^* = ct. \end{cases} \qquad (5.14)$$

Se ţine seama că

$$F_R = \dot{M}_a \cdot F_{R_{SP}}$$

iar

$$F_{R_{SP}} \approx C_5 - V$$

Se analizează, pe baze fizice, influenţa vitezei asupra debitului de aer al sistemului, adică

$$\dot{M}_a = f(V). \qquad (5.15)$$

Când viteza de zbor a aeronavei se măreşte, creşte comprimarea dinamică a fluidului de lucru cât şi viteza de circulaţie a aerului prin sistem. Şi, ca urmare, debitul fluidului se modifică proporţional cu densitatea aerului la intrarea în motor, deci va creşte.

Studiul influenţei vitezei de zbor asupra vitezei de evacuare a gazelor de ardere se poate face dacă se reprezintă grafic două cicluri reale ale MSR la două viteze diferite, ca în figura nr. 5.7.

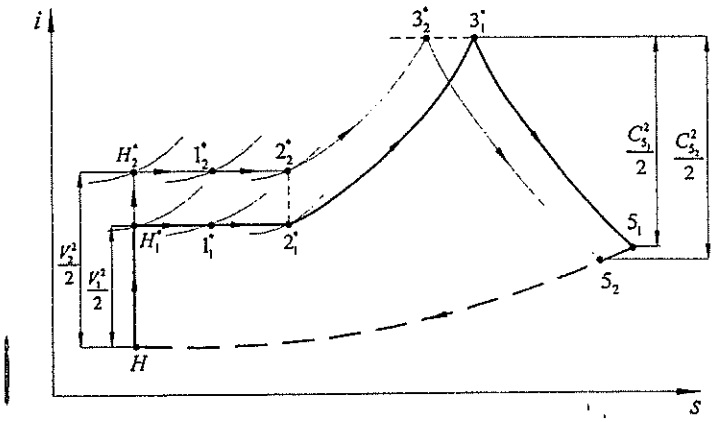


Fig. 5.7

Se observă din ciclu că, la creşterea vitezei de zbor, se vor mări parametrii termodinamici ai aerului, presiunea şi temperatura, la intrarea în camera de ardere. Deoarece temperatura T_3^* este constantă, evoluţia de ardere în camera de ardere se va deplasa către valori mai mici ale entropiei deci, se va mări energia potenţială a gazelor de ardere la intrarea în sistemul de evacuare al motorului.

Deoarece destinderea gazelor de ardere este completă, în condiţiile creşterii energiei disponibile a gazelor de ardere în sistemul de evacuare, va avea loc o creştere a vitezei de evacuare, C_5, odată cu creşterea vitezei de zbor.

Însă, această creştere este mai mică decât creşterea vitezei de zbor şi, ca urmare, diferenţa se va micşora odată cu creşterea vitezei de zbor, şi implicit $F_{R_{SP}}$, figura nr. 5.8.

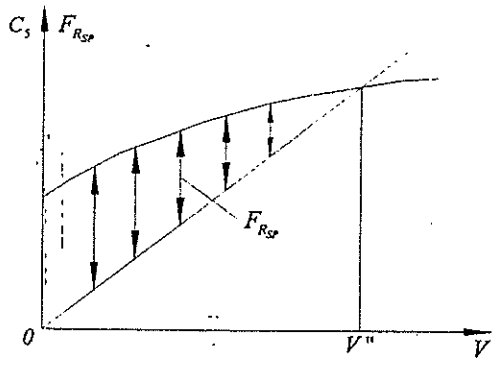


Fig. 5.8

Se observă că există o viteză de zbor V'' la care $F_{R_{SP}} = 0$.

Ţinând seama de cele două variaţii, ale debitului de aer şi ale forţei de reacţie specifică, se obţine variaţia forţei de reacţie cu viteza. Se observă că există o viteză V' la care F_R devine maximă, figura nr. 5.9.

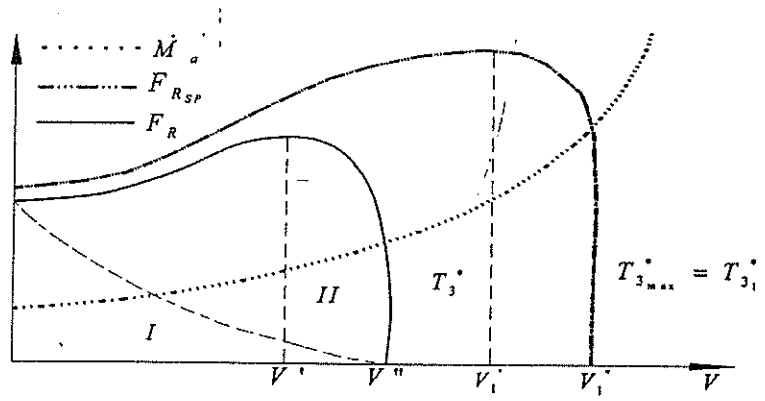


Fig. 5.9

Viteza V' împarte domeniul de influenţă al vitezei în două:

–Pentru $V<V'$, forţa de reacţie creşte continuu cu creşterea vitezei de zbor, variaţia ei fiind diferită de cea a MTR;

–Pentru $V>V'$, forţa de reacţie scade în mod substanţial odată cu creşterea vitezei de zbor.

Dacă se măreşte temperatura fluidului de lucru, astfel încât $T_{3_1}^* = T_{3\ max}^* = T_{stoechiometric}^*$ (temperatură de ardere), atunci se extinde domeniul regimului de zbor pentru care motorul furnizează forţă de reacţie. În acelaşi timp, influenţa vitezei asupra forţei de reacţie, în subdomeniul I, scade.

De regulă, viteza V_1^* este cuprinsă în gama de valori uzuale, ceea ce înseamnă că viteza poate constitui un criteriu real, efectiv, de optimizare, a forţei de reacţie a MSR

Pe baza imaginii, din figura nr. 5.10, se pot releva concluziile

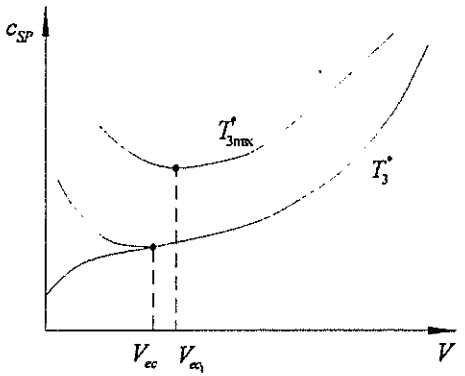


Fig. 5.10

referitoare la consumul specific de combustibil:

–La viteze mici de zbor, consumul specific de combustibil, c_{SP}, tinde să crească odată cu creşterea vitezei de zbor. În condiţii reale, există o viteză economică de zbor $V_{ec}<<V'$;

–Pentru o temperatură $T_3^* < T_{3max}^*$ viteza optimă de zbor este diferită de cea economică $V' \neq V_{ec}$;

–La o temperatură $T_3^* = T_{3max}^*$, $V_{ec_1} = V_1'$.

5.7.2. Caracteristica de înălțime

Caracteristica de înalțime reprezintă un ansamblu de curbe care cuprinde variațiile forței de reacție F_R și a consumului de combustibil specific c_{SP}, în funcție de înălțime, pentru o viteză de zbor constantă și o temperatură T_3^* constantă. Analitic se poate scrie,

$$\begin{cases} F_R = f(H) \\ c_{SP} = f(H) \end{cases} \text{pentru} \begin{cases} V = ct. \\ T_3^* = ct. \end{cases} \tag{5.16}$$

Influențele înălțimii asupra lui $\dot{M}_a$, $F_{R_{SP}}$, F_R și c_{sp}, sunt redate în figura nr. 5.11.

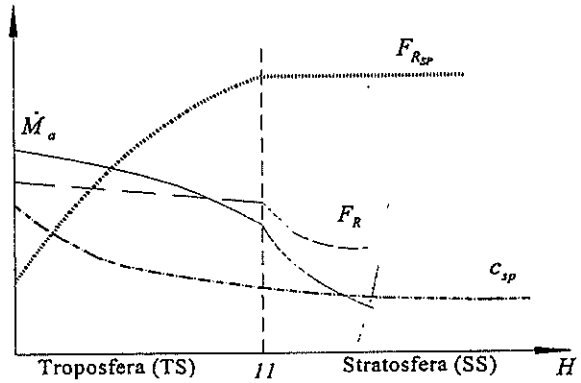


Fig. 5.11

Din punct de vedere fizic, din figura nr. 4.11 se observă:

–Debitul de aer, $\dot{M}_a$, variază cu înălțimea după aceeași lege ca și în cazul MTR;

–Curbele parametrilor F_R, c_{SP} se situează la valori mai mari decât cele similare ale MTR, însă cu aluri asemănătoare.

5.8. Calculul caracteristicilor de exploatare

Pentru calculul caracterisitcilor se consideră regimul de calcul la o înălțime H_C și viteza V_C. Deci

$$F_R = \dot{M}_a \cdot F_{R_{SP}}.$$

Pentru calculul debitului, se are în vedere că

$$\dot{M}_g = ct. \cdot \frac{p_3^*}{\sqrt{T_3^*}} \cdot A_{min}$$

sau

$$\dot{M}_a \approx ct. \cdot \frac{p_3^*}{\sqrt{T_3^*}}, \tag{5.17}$$

în care

$$p_3^* = p_H \cdot \pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \sigma_{ca}^*. \tag{5.18}$$

Înlocuind relația (5.18) în (5.17) și, neglijând aportul de combustibil, rezultă

$$\dot{M}_a \approx ct. \cdot \frac{p_H \cdot \sigma_{da}^* \cdot \sigma_{ca}^*}{\sqrt{T_3^*}}. \tag{5.19}$$

La regimul de calcul relația (5.19) devine

$$\dot{M}_{a_c} = ct. \cdot \frac{p_{H_c} \cdot \sigma_{da_c}^* \cdot \sigma_{ca}^*}{\sqrt{T_{3_c}^*}}. \tag{5.20}$$

Eliminând constantele din relațiile (5.19) și (5.20) se obține

$$\dot{M}_a = \dot{M}_{a_c} \cdot \frac{p_H}{p_{H_c}} \cdot \frac{\sigma_{da}^*}{\sigma_{da_c}^*} \cdot \sqrt{\frac{T_{3_c}^*}{T_3^*}}. \tag{5.21}$$

Cum însă, performanțele specifice sunt

$$F_{R_{SP}} = \left(1 + \frac{1}{min\,L}\right) \cdot \varphi_{ar} \cdot \sqrt{2 \cdot i_3^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_d \cdot \sigma_{da}^* \cdot \sigma_{ca}^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} - V$$

şi

$$c_{SP} = \frac{3600}{min\,L} \cdot \frac{1}{F_{R_{SP}}},$$

atunci se pot calcula, forţa de reacţie şi consumul specific, în funcţie atât de viteză cât şi de înălţimea de zbor.

5.9.Motorul statoreactor cu ardere supersonică (MSRAS)

5.9.1. Introducere

Istoria dezvoltării aviaţiei reliefează continua şi susţinuta preocupare a cercetătorilor şi a constructorilor de a mări gama vitezelor şi a înălţimilor de zbor. Utilizarea, de-a lungul primelor trei decenii, a motoarelor cu piston, cu toate adaptările şi complicaţiile constructive, a dus la constatarea plafonării practice a vitezei de zbor, în principal, datorită scăderii forţei de tracţiune cu viteza, fapt care a stimulat căutarea altor soluţii principale şi constructive de sisteme de propulsie.

Progresele în metalurgia materialelor termorezistente şi aprofundarea transformărilor fluidului de lucru în maşini cu palete au definitivat soluţiile constructive, modalităţile de fabricaţie şi de utilizare a motorului rotativ, iar perfecţiunile obţinute în cunoaşterea reacţiunii directe au permis imaginarea unei multitudini de tipuri de sisteme de propulsie, dintre care, în etapa iniţială a fost realizat turboreactorul; rezultatul imediat l – a constituit depăşirea vitezei sunetului. Noile sisteme de propulsie, destinate vehiculelor aeriene care zboară în atmosferă, şi în afara atmosferei terestre, au permis creşterea continua, în timp, a vitezelor maxime de zbor, ca şi a plafonului atins atât prin diversificarea soluţiilor constructive, cât şi prin combinarea

unor scheme de bază, amplificându – se astfel tipurile sistemelor de propulsie realizate iniţial.

Tehnologiile actuale şi cercetările din ultimele decenii au permis realizarea motoarelor hipersonice capabile să propulseze vehicule aerospaţiale la viteze mult mai mari decât viteza locală a sunetului. Aceasta va face posibil zborul practic la orice viteză şi altitudine, incluzând proiectele ambiţioase de părăsire a atmosferei terestre şi plasare pe orbită permanentă.

Alegerea unui tip de motor hipersonic este determinată de viteza de zbor a vehiculului aerian. Pentru viteze cuprinse între Mach 3 şi 6, rezultatele cele mai bune se obţin în cazul statoreactorului. Caracteristica principală a acestuia este că arderea combustibilului se face într-un curent de aer subsonic. Când vitezele depăşesc Mach 6, decelerarea aerului până la viteze subsonice nu mai este utilă, şi arderea trebuie să aibă loc la viteze supersonice.

5.9.2. Caracteristicile motoarelor statoreactoare

Viteza mare a aerului la intrarea în motor conduce, în final, la o energie cinetică mare. Când aerul este decelerat de MSRAS energia cinetică este transformată în energie internă (legea conservării energiei), care duce la o creştere a presiunii, temperaturii şi densităţii fluidului ce intră în camera de ardere, având valori mult mai mari decât cele din curentul liber. La viteze de zbor ce depăşesc Mach 6, acest efect devine foarte pronunţat şi nu mai este avantajoasă decelerarea aerului până la viteze subsonice. În funcţie de vitezele de zbor şi de detaliile de operare a difuzorului, consecinţele adverse pot include:

- presiune prea mare pentru camera de ardere;
- pierderi mari de performanţă datorită undei de şoc normale;
- rata prea mare de transfer de căldură;

- condiţii de ardere care duc la pierderi mari de energie chimică disponibilă.

Metoda de rezolvare a acestei probleme este decelerarea şi comprimarea parţială a aerului, evitând, în particular, apariţia undei de şoc normală, curentul de aer având o viteză supersonică la intrarea în camera de ardere. Modelul de motor rezultat este numit motor statoreactor cu ardere supersonică (MSRAS). Caracteristicile esenţiale ale MSRAS-urilor sunt prezentate în fig. 5.12.

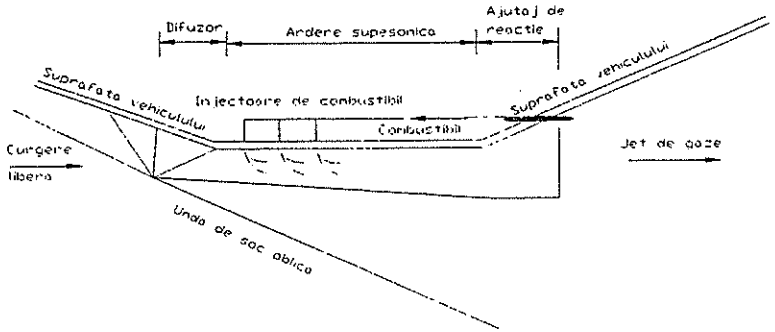


Fig. 5.12

Chiar dacă difuzorul realizează o parte din comprimarea şi decelerarea dorită, mare parte a acesteia este invariabil realizată de sistemul de unde de şoc oblice, provenite de la partea anterioară a vehiculului din amontele motorului. Combustibilul este injectat în curentul supersonic chiar în avalul difuzorului şi se combină rapid cu aerul pentru că timpul de combustie este foarte scurt. Încărcarea termică atinge valori maxime în camera de ardere, nu atât datorită arderii combustibilului cât datorită presiunii şi densităţii foarte mari a aerului la intrarea în cameră. Ajutajul de reacţie trebuie să fie doar un canal divergent pentru că accelerarea fluidului este supersonică pe tot parcursul acestuia. O parte din accelerare poate avea loc după ieşirea din ajutajul de reacţie folosindu-se partea posterioară a vehiculului ca o suprafaţă liberă de expansiune.

În studiul propulsiei hipersonice apar o serie de probleme speciale, dintre care cele mai importante sunt:

- operarea eficientă pe un domeniu larg de condiţii de zbor, incluzând numere Mach de la *0* la *25* (viteza orbitală) şi altitudini de la nivelul mării până la limita superioară a atmosferei

- realizarea eficientă a unui amestec de combustibil, şi arderea supersonică, stabilă a acestuia într-o cameră de ardere de dimensiuni rezonabile;

- crearea unei integrităţi structurale necesare unui sistem refolosibil în ciuda condiţiilor extreme ale mediului în care operează;

- dezvoltarea unor programe analitice care permite controlul asupra proiectării motorului şi comportamentul actual.

5.9.3. Zborul hipersonic

Sistemul de forţe care acţionează asupra unui vehicul aerospaţial aflat în zbor este prezentat în figura nr. 5.13. şi este cunoscut sub denumirea de "sistem natural de axe". Se face ipoteza că tracţiunea instalată a motorului, T are aceeaşi direcţie cu viteza instantanee a vehiculului V. Această aproximaţie este aproape de realitate şi duce la o simplificare importantă a studiului de ecuaţii rezultate.

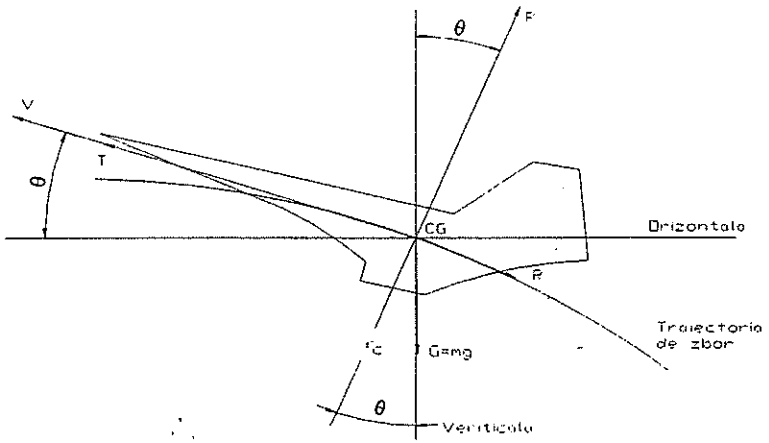


Fig. 5.13.

Forța portantă, P, este perpendiculară pe viteza instantanee, iar forța de rezistență la înaintare, R, este paralelă cu viteza instantanee. Unghiul θ este unghiul făcut de vectorul viteză, V, cu orizontala.

Aplicând legea a doua a lui Newton, pe o direcție paralelă cu viteza instantanee, se obține relația

$$m\frac{dV}{dt} = T - R - m \cdot g \cdot \sin\theta . \tag{5.22}$$

Folosind aceeași lege, pe o direcție perpendiculară pe viteza instantanee, se obține

$$\frac{mV^2}{r_c} = m \cdot g \cdot \cos\theta - P . \tag{5.23}$$

Termenul din partea stângă a ecuației, care este o forță de accelerație normală, datorată curburii r_c a traiectoriei, este o forță centrifugă. Există multe situații când raza de curbură a traiectoriei este suficient de mare și unghiul traiectoriei θ este suficient de mic astfel încât ecuația 5.23 poate fi adusă la forma

$$P = m \cdot g = G, \tag{5.24}$$

care simplifică considerabil analiza. Un astfel de exemplu este zborul orizontal pentru care relația 5.24 este perfect adevărată.

5.9.3.1. Presiunea dinamică și traiectoriile de zbor ale vehiculului hipersonic

Presiunea dinamică q_0 a atmosferei este definită de expresia:

$$q_0 = \frac{\rho_0 \cdot V_0^2}{2}. \tag{5.25}$$

Indicele *0* (zero) se referă la curentul de aer departe în amontele vehiculului. Astfel p_0, T_0 și ρ_0 sunt proprietățile statice ale atmosferei la înălțimea de zbor, iar V_0 este viteza relativă a aerului față de vehicul.

Se cunoaște

$$V_0 = a_0 \cdot M_0 ,$$

unde a_0 este viteza locală a sunetului, dată de relația

$$a_0 = \sqrt{\gamma_0 \cdot R_0 \cdot T_0} . \tag{5.26}$$

Deci se obține q_0

$$q_0 = \frac{\rho_0 \cdot a_0^2 \cdot M_0^2}{2} = \frac{p_0}{R_0 \cdot T_0} \cdot \gamma_0 \cdot R_0 \cdot T_0 \cdot \frac{M_0^2}{2} = \frac{\gamma_0 \cdot p_0 \cdot M_0^2}{2} . \tag{5.27}$$

Ecuațiile (5.24) și (5.7) permit determinarea presiunii dinamice pentru orice combinație de viteză și altitudine de zbor a vehiculului. Presiunea dinamică se folosește ca un factor pentru exprimarea presiunilor și forțelor pe un avion convențional. De exemplu, portanța și rezistența la înaintare sunt aproape mereu date de expresiile:

$$P = q_0 \cdot C_z \cdot S \tag{5.28}$$

și

$$R = q_0 \cdot C_x \cdot S , \tag{5.29}$$

unde S este o suprafață de referință (de exemplu suprafața aripii), iar C_z și C_x sunt coeficienții de portanță și respectiv rezistență la înaintare.

Presiunea dinamică este de asemenea un factor util pentru presiunile şi forţele ce apar la vehiculele hipersonice. Cea mai folosită metodă de calcul a curgerilor hipersonice, fără vâscozitate, este modelul Newtonian modificat

$$p\text{-}p_0 = q_0 \cdot C_{pt} \cdot \sin^2 \theta_b , \qquad (5.30)$$

unde p este presiunea statică locală pe suprafaţă, θ_b este unghiul de înclinare între direcţia curentului neperturbat şi suprafaţa locală a vehiculului, iar C_{pt} este coeficient de presiune în punctul de stagnare care depinde foarte slab de numărul Mach (pentru aer C_{pt} este *1.73* la M_0=*3,1.80* la *5* şi *1.84* la ∞).

Dacă q_0 este prea mare, rezistenţa la înaintare şi forţele care apar pe structură pot fi excesive. Pe de altă parte, dacă q_0 este prea mic suprafaţa necesară realizării zborului poate fi prea mare. Aceasta explică de ce vehiculele hipersonice sunt proiectate pe un domeniu relativ restrâns q_0, aproximativ *(20000 – 90000) N/ m²*.

În figura nr. 5.14 sunt reprezentate curbele de q_0= *ct.* într-un sistem de

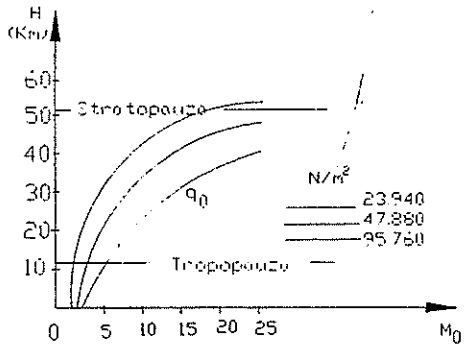


Fig. 5.14

coordonate având ca axe numărul Mach M_0 şi înălţimea de zbor H. Curbele sunt obţinute prin alegerea unei combinaţii de presiune dinamică şi altitudine, aceasta din urmă fiind folosită pentru calculul presiunii statice şi calculul numărului Mach, din ecuaţia (5.7) pusă sub forma

$$M_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot q_0}{\gamma_0 \cdot p_0}} . \qquad (5.31)$$

Sunt de remarcat câteva caracteristici care se observă în figura nr. 5.3.

- În primul rând, dacă n-ar fi descreşterea exponenţială a presiunii statice cu altitudinea, ar fi necesare înălţimi de zbor imense pentru vehiculele hipersonice;

- În al doilea rând, din acelaşi motiv, lărgimea coridorului de zbor pentru un anumit domeniu a lui q_0 este relativ mic. Aceasta este în concordanţă cu afirmaţiile făcute care, luate împreună cu faptul că T este relativ constanta pentru aceste înălţimi, arată că traiectoriile de q_0=*ct.* din figura nr. 5.14 ar trebui să fie aproximativ *4.5 km.*, una de alta, la acelaşi M_0;

- În al treilea rând se observă că, practic, toate zborurile hipersonice au loc în stratosferă. Cât timp viteza sunetului depinde de presiunea statică şi deci de altitudine, liniile de Mach constant nu sunt chiar linii de viteză constantă. De exemplu, când M_0 este *25*, valorile lui V_0, corespunzătoare lui q_0 de *23940, 47880* şi *26300 N/ m²*, sunt *8121, 8181* şi *8272 m/s*, respectiv.

5.9.3.2. Debitul de aer

Motoarele aeroreactoare generează o tracţiune direct proporţională cu cantitatea de aer ce intră în motor. Pentru zborurile la viteze mari motoarele hipersonice trebuie să aibă capacitatea de a aspira cantităţi foarte mari de aer.

Cantitatea de aer ce intră în motor este dată de expresia

$$\dot{m}_0 = \rho_0 \cdot V_0 \cdot A_0 , \qquad (5.32)$$

unde $\rho_0 V_0$ este masa de fluid neperturbat din avalul motorului pe unitatea de suprafaţă, iar aria A_0 este suprafaţa de curent care intră în priza de admisie a motorului. Această arie "capturată" poate fi mai mare sau mai

mică decât deschiderea prizei, şi este determinată de întreaga curgere în amontele motorului.

Debitul de aer poate fi calculat, pentru orice altitudine de zbor şi număr Mach, din relaţia

$$\rho_0 \cdot V_0 = \rho_0 \cdot a_0 \cdot M_0 . \tag{5.33}$$

Ecuaţia (5.33) se poate pune sub forma

$$M_0 = \frac{constanta}{\rho_{nm} \cdot a_{nm}} \cdot \frac{\rho_{nm}}{\rho_0} \cdot \frac{a_{nm}}{a_0}, \tag{5.34}$$

în care membrul drept este funcţie doar de altitudine. Rezultatele acestei analize sunt prezentate în figura nr. 5.15. Se observă că mărimea vitezei de

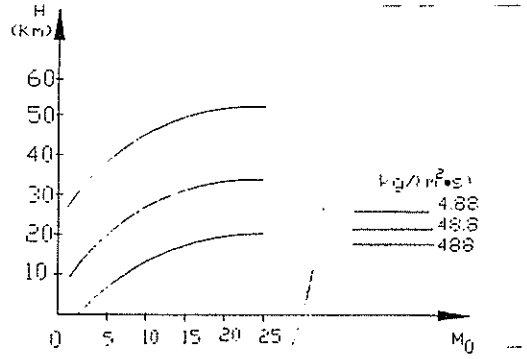


Fig. 5.15

zbor, la un q_0=*ct.*, reduce foarte mult debitul de aer, pentru că altitudinea de zbor creşte şi deci densitatea aerului scade. Acest efect poate fi văzut mai uşor sub forma

$$\rho_0 \cdot V_0 = \frac{2 \cdot q_0}{V_0} = \frac{2 \cdot q_0}{a_0 \cdot M_0}, \tag{5.35}$$

Deoarece viteza sunetului variază puţin cu altitudinea conform ecuaţiei (5.35) arată că debitul de aer variază invers proporţional cu numărul Mach de-a lungul oricărei traiectorii de presiune dinamică constantă. Aceasta ridică o mare problemă proiectanţilor de motoare şi explică profilele lungi ale avioanelor hipersonice. Cea mai importantă preocupare a

acestora este aceea de a face ca aria A_0 să fie mult mai mare ca aria prizei motorului.

5.9.4. Analiza performanţelor motorului pentru zboruri hipersonice

Cea mai bună metodă de obţinere a performanţelor motorului este aceea în care se calculează randamentul total η_0.

Există mai multe posibilităţi de analiză, fiecare cu avantajele şi dezavantajele ei. Oricum, luate împreună, acestea realizează o descriere completă a modului de operare a motorului hipersonic şi permite determinarea performanţelor la orice nivel de precizie.

Una dintre cele mai importante cerinţe, pentru înţelegerea comportamentului motoarelor hipersonice, este definirea precisă a configuraţiei lor geometrice. Pentru aceasta se stabilesc secţiuni de referinţă de-a lungul motorului, reprezentate de numere şi nume. Secţiunile de referinţă sunt poziţionate între componentele majore, marcând astfel începutul uneia şi sfârşitul alteia. Fiecare proprietate a curgerii este reprezentată de o singură valoare la fiecare secţiune de referinţă. Aceste secţiuni sunt reprezentate în figura nr. 5.16.

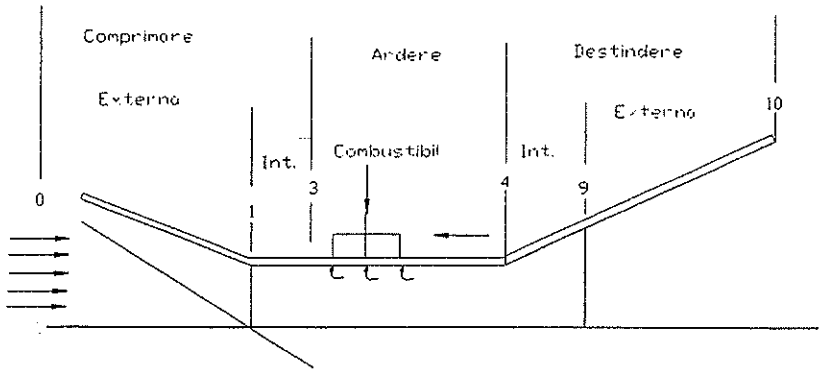


Fig. 5.16

Se observă că s-au omis câteva numere ale secţiunilor de referinţă. Acest lucru a fost făcut pentru a crea o flexibilitate, în cazul în care s-ar introduce componente ca turbine, compresoare, injectoare, schimbătoare de căldură sau instalaţii de postcombustie. Secţiunea 10 este introdusă pentru expansiunea externă care nu apare în cazul motoarelor cu ajutaj de reacţie inclus complet.

5.9.4.1. Performanţele sistemelor hipersonice

Descrierea motorului poate fi uşor realizată prin performanţele sale globale. Aceste performanţe sunt legate de motorul reprezentat în figura nr. 5.17 considerat ca un volum de control.

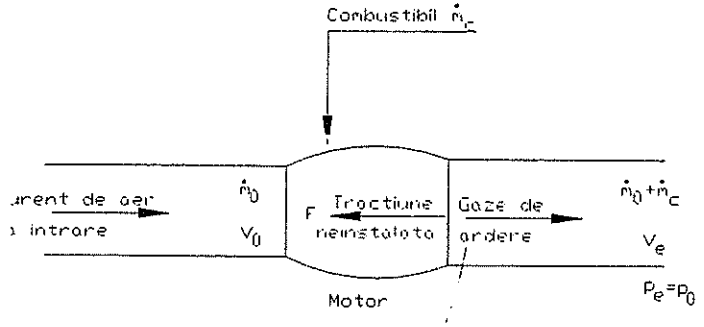


Fig. 5.17

Acest model, idealizat, este unidimensional şi face presupunerea că gazele de ardere se destind până la presiunea mediului ambiant, aceasta fiind condiţia necesară obţinerii unei tracţiuni maxime. Viteza curentului la intrare şi viteza gazelor de ardere la ieşire se consideră paralele cu direcţia forţei de tracţiune neinstalată.

5.9.4.1.1. Forţa de tracţiune neinstalată

Forţa de tracţiune neinstalată F este definită ca tracţiunea totală exercitată de motor, presupunând curgerea externă ideală. Pentru motorul din figura nr. 5.5 este egală şi de sens contrar cu diferenţa dintre impulsul la intrare şi ieşire.

5.9.4.1.2. Tracţiunea specifică

Tracţiunea specifică este definită ca

$$\frac{\textit{Tracţiunea neinstalată}}{\textit{Debitul de aer}} = \frac{F}{\dot{m}_0}. \qquad (5.36)$$

Această relaţie reprezintă faptul că tracţiunea internă, sau neinstalată, a motorului este proporţională cu debitul de aer aspirat de motor. Astfel, dacă se cunosc ambele tracţiuni, totală neinstalată şi specifică, se poate determina direct debitul de aer din relaţia (5.36).

5.9.4.1.3. Consumul specific de combustibil

Consumul specific de combustibil este definit ca

$$\frac{\textit{Debit de combustibil}}{\textit{Tracţiune neinstalată}} = c_{sp} = \frac{\dot{m}_c}{F}. \qquad (5.37)$$

Relaţia reprezintă faptul că, valoarea consumului specific de combustibil este proporţională cu tracţiunea neinstalată sau internă a motorului. Astfel, dacă se cunosc consumul specific de combustibil şi tracţiunea internă a motorului, se poate determina imediat debitul de fluid din relaţia (5.37).

5.9.4.1.4. Impulsul specific

Impulsul specific este definit ca

$$\frac{\textit{Tracţiune neinstalată}}{\textit{Greutatea combustibilului}} = I_{sp} = \frac{F}{g_0 \cdot \dot{m}_c}, \qquad (5.38)$$

unde g_0 este acceleraţia gravitaţională la nivelul mării. Consumul specific de combustibil este preferat când interesează economia de combustibil, iar impulsul specific este preferat când interesează tracţiunea adecvată.

Importanţa, în calcul, a mărimilor prezentate mai sus este dată de faptul că toate trei au în comun două caracteristici. Astfel:

- ele lucrează cu proprietăţile motorului care sunt cele mai importante pentru cumpărător, tracţiune, consum de combustibil şi debit de aer;

- toate sunt prezentate ca fracţiuni din proprietăţile motorului şi de aceea sunt independente de mărimea motorului. Acestea permit motoarelor,

de acelaşi tip, dar mărimi diferite, să fie comparate corect, şi duce, de asemenea, la ideea de motor dimensionat în funcţie de aplicaţia considerată.

5.9.4.1.5. Raportul debit de combustibil / debit de aer

Deşi nu este, o măsură a performanţei, raportul dintre debitul de combustibil şi debitul de aer (pe scurt combustibil / aer) este frecvent folosit în ecuaţii care leagă între ele performanţele motorului. Acest raport este un indicator general al condiţiilor de ardere în camera de ardere. Raportul este definit ca

$$\frac{Debit\ combustibil}{Debit\ aer} = f = \frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_0}. \qquad (5.39)$$

5.9.4.1.6. Raportul stoichiometric combustibil, aer

Limita superioară ideală pentru raportul combustibil / aer este valoarea ce corespunde arderii complete a oxigenului din aer cu toţi reactanţii din combustibil, cunoscut sub denumirea de raport stoichiometric combustibil/aer. Oricare altă valoare, mai mică decât aceasta, va duce la o pierdere de combustibil care nu poate fi ars.

Ecuaţia chimică generală de ardere a combustibilului, ţinând cont de faptul că aproape toţi combustibilii pentru zborurile hipersonice sunt hidrocarburi, este

$$C_xH_y + \left(x+\frac{y}{4}\right)\left(O_2 + \frac{79}{21}N_2\right) \rightarrow xCO_2 + \frac{y}{2}H_2O + \frac{79}{21}\left(x+\frac{y}{4}\right)N_2, \qquad (5.40)$$

unde s-a considerat că arderea este ideală, adică produşii include numai dioxid de carbon şi apă. Ecuaţia (5.40) asigură ca toţi atomii de carbon, oxigen şi hidrogen sunt consumaţi în această reacţie stoichiometrică.

Se determină din ecuaţia (5.40) că raportul stoichiometric combustibil/aer este

$$f_{st} = \frac{36x+3y}{103(4x+y)}, \qquad (5.41)$$

unde s-a ţinut cont de masa atomică a elementelor participante (*H=1, C=12, N=14* şi *O=16*). Un combustibil tipic pentru un motor SR este octanul,

C_8H_{18}, pentru care $x=8$ şi $y=18$, deci se obţine $f_{st}= 0.0664$. Un combustibil tipic pentru un MSRAS este hidrogenul, pentru care $x=0$ şi $y=2$, şi din ecuaţia (5.21) se obţine $f_{st}=0.0291$. O concluzie, evidentă, este că raportul f_{st} este mai mic ca *1*.

5.9.4.1.7. Randamentul total al motorului

Funcţia motorului aeroreactor, privit din punct de vedere termodinamic, este de a transforma energia chimică înmagazinată în combustibil în energie mecanică necesară funcţionării sistemului. Acesta duce la o altă mărime numită randament total.

Rata, cu care motorul pune la dispoziţia sistemului energia mecanică este putere a se dată de expresia

$$Putere = F \cdot V_0, \qquad (5.42)$$

unde, aşa cum s-a considerat, tracţiunea neinstalată, ca şi tracţiunea instalată, are direcţia paralelă cu direcţia vitezei de zbor.

În mod uzual, în cazul sistemelor de propulsie se înlocuieşte procesul de ardere cu unul fictiv în care presiunea se consideră constantă şi nu există schimb de căldură sau lucru mecanic. Energia pusă la dispoziţie de reacţiile chimice se defineşte ca fiind căldura ce trebuie îndepărtată din produşii rezultaţi, în urma arderii, în ideea readucerii lor, la aceeaşi temperatură cu a reactanţilor (la aceeaşi presiune). Când este exprimată pe kilogram de combustibil este denumite căldură de reacţie, P_{ci},. Cât timp valoarea căldurii este puţin influenţată de domeniul normal de presiuni şi temperaturi al reactanţilor se ia referinţă starea de *25° C* şi *1 atm*.

Astfel, rata la care reacţiile chimice pun la dispoziţie această energie ciclului motorului devine

- Rata de energie chimică = $\dot{m}_c \cdot P_{ci}$;
- Randamentul total al ciclului motorului, η_0,este definit ca

$$\eta_0 = Putere/Rata\ de\ energie\ chimică = \frac{F \cdot V_0}{\dot{m}_c \cdot P_{ci}}.$$

Randamentul total al motorului este un indicator direct care dă cum şi cât de bine foloseşte motorul energia depozitată în rezervoarele de combustibil, sau, altfel spus, cât combustibil este necesar să se afle la bord pentru a furniza suficientă energie în cazul unei dimensiuni date.

5.9.4.1.8. Randamentele termic şi de propulsie

Randamentul total al motorului poate fi considerat ca un produs al randamentului termic şi al randamentului de propulsie. Astfel, se poate scrie

$\eta_0 = \eta_t$ (*Puterea mecanică a motorului / Rata de energie chimică*) *x*

η_p (*Puterea / Puterea mecanică a motorului*),

adică, analitic

$$\eta_0 = \eta_t \cdot \eta_p .$$

Această ecuaţie arată că pentru obţinerea randamentului total al motorului trebuie urmat procesul de transformare al energiei, de la energie chimică (în rezervorul de combustibil) la energie mecanică dată sistemului. Ştiind că gazele de ardere se destind până la presiunea atmosferică, puterea mecanică generată de motor se manifestă doar ca o variaţie a energiei cinetice a curgerii, astfel încât puterea mecanică a motorului este

$$-\left(\dot{m}_0 + \dot{m}_c\right)\cdot\frac{V_e^2}{2} - \dot{m}_0\cdot\frac{V_0^2}{2} = \dot{m}_0\cdot\left\{\left(1+f\right)\frac{V_e^2}{2} - \frac{V_0^2}{2}\right\}.$$

Se obţine, în final,

$$\eta_0 = \eta_t\cdot\eta_p = \underbrace{\frac{\left(1+f\right)\cdot\frac{V_e^2}{2} - \frac{V_0^2}{2}}{f\cdot P_{ci}}}_{\eta_t}\cdot\underbrace{\frac{F\cdot V_0}{\dot{m}_0\cdot\left\{\left(1+f\right)\cdot\frac{V_e^2}{2} - \frac{V_0^2}{2}\right\}}}_{\eta_p}. \qquad (5.45)$$

Din analiza termodinamică a ciclului motorului se constată că randamentul termic creşte, în principal, cu presiunea ciclului şi temperatura, deşi nu poate depăşi valoarea *1*. Aceasta este forţa produsă de ciclurile

motoarelor cu raport mare de presiune. Mai mult decât atât, cum tracţiunea neinstalată este dată de variaţia impulsului de la intrare la ieşire, atunci

$$F = \left(\dot{m}_0 + \dot{m}_c\right)V_e - \dot{m}_0 V_0 = \dot{m}_0\left\{\left(1+f\right)V_e - V_0\right\} \qquad (5.46)$$

astfel încât randamentul de propulsie, din ecuaţia (5.45), devine

$$\eta_p = \frac{2\left\{\left(1+f\right)\cdot\frac{V_e}{V_0} - 1\right\}}{\left\{\left(1+f\right)\cdot\left(\frac{V_e}{V_0}\right)^2 - 1\right\}}, \qquad (5.47)$$

Se observă că randamentul de propulsie creşte odată cu scăderea raportului dintre viteza gazelor de ardere la ieşire V_e şi viteza curentului V_0. Se ştie că raportul combustibil/aer este mic faţă de *1*, chiar în cazul arderii stoichiometrice. De aceea, se poate considera, în prima aproximaţie, că randamentul de propulsie este

$$\eta_p = \frac{2}{\frac{V_e}{V_0} + 1}, \qquad (5.48)$$

unde s-a neglijat f în raport cu *1*.

5.9.4.2. Legături între performanţele motorului

Ecuaţiile (5.16) – (5.19) şi (5.24) pot fi rearanjate astfel încât ca să se obţină un sistem de relaţii între performanţele motorului. Rezultatele sunt prezentate în tabelul nr. 5.1.

Tabelul 5.1

$\frac{F}{\dot{m}_0} =$	$\frac{F}{\dot{m}_0}$	$\frac{f}{c_{sp}}$	$g_0 I_{sp}$	$\frac{f \cdot P_{ci}}{V_0} \cdot \eta_0$
$c_{sp} =$	$\frac{\frac{f}{F}}{\dot{m}_0}$	c_{sp}	$\frac{1}{g_0 \cdot I_{sp}}$	$\frac{V_0}{P_{ci}\eta_0}$
$I_{sp} =$	$\frac{1}{g_0 \cdot f} \cdot \frac{F}{\dot{m}_0}$	$\frac{1}{g_0 \cdot c_{sp}}$	I_{sp}	$\frac{P_{ci}}{g_o V_0} \cdot \eta_0$
$\eta_0 =$	$\frac{V_0}{f \cdot P_{ci}} \cdot \frac{F}{\dot{m}_0}$	$\frac{V_0}{P_{ci} c_{sp}}$	$\frac{g_o V_0}{P_{ci}} \cdot I_{sp}$	η_0

5.9.4.3.. Exemple de calcul

În cazul calculului performanţelor motorului statoaeroreactor, dacă se specifică viteza de zbor, puterea calorică a combustibilului şi oricare două performanţe, toate celelalte pot fi calculate.

a) Exemplul 1

Un MSR zboară la o viteză de *610 m/s* şi foloseşte un combustibil cu o putere calorică de *44200 kJ/ kg*. Forţa specifică neinstalată $F/\dot{m}_0$ este *736 Ns/kg* şi consumul specific de combustibil c_{sp} este *62.3 g/(Ns)*. Trebuie determinate toate celelalte performanţe ale motorului.

Prin urmare,

$$f = \frac{F}{\dot{m}_0} \cdot c_{sp} = 736 \cdot 0.0623 = 0.0458;$$

$$\eta_0 = \frac{V_0}{P_{ci} \cdot c_{sp}} = \frac{610 \cdot 10^6}{44200 \cdot 10^3 \cdot 62.3} = 0.221;$$

$$I_{sp} = \frac{1}{g_0 \cdot c_{sp}} = \frac{10^3}{9.81 \cdot 0.0623} = 1636.2\ s;$$

$$\frac{V_e}{V_0} = \left(\frac{1}{1+f}\right) \cdot \left(\frac{F}{\dot{m}_0 \cdot V_0} + 1\right) = \frac{1}{1.0458} \cdot \left(\frac{736}{610} + 1\right) = 2.11;$$

$$\eta_p = \frac{2\left\{(1+f) \cdot \frac{V_e}{V_0} - 1\right\}}{\left\{(1+f) \cdot \left(\frac{V_e}{V_0}\right)^2 - 1\right\}} = 0.660;$$

$$\eta_p \cong \frac{2}{\frac{V_e}{V_0} + 1} = 0.643;$$

$$\eta_t = \frac{\eta_0}{\eta_p} = 0.335.$$

b) Exemplul 2

Un MSRAS zboară la o viteză de *2440 m/s* şi arde hidrogen cu o putere calorică de *120000 kJ/kg*. Raportul combustibil/aer este *0,0291* şi randamentul total *0.40*. Să se determine celelalte performanţe. Ca atare,

$$\frac{F}{\dot{m}_0} = \frac{f \cdot P_{ci}}{V_0} \cdot \eta_0 = \frac{0.0291 \cdot 120000 \cdot 10^3 \cdot 0.4}{2440} = 573\ Ns/kg;$$

$$c_{sp} = \frac{\frac{f}{F}}{\dot{m}_0} = \frac{0.0291}{573} = 50.8\ g/(kNs);$$

$$I_{sp} = \frac{1}{g_0 \cdot c_{sp}} = \frac{10^6}{9.81 \cdot 50.8} = 2010\ s;$$

$$\frac{V_e}{V_0} = \left(\frac{1}{1+f}\right)\left(\frac{F}{\dot{m}_0 \cdot V_0} + 1\right) = \frac{1}{1.0291}\left(\frac{573}{2440} + 1\right) = 1.20;$$

$$\eta_p = \frac{2\left\{(1+f) \cdot \frac{V_e}{V_0} - 1\right\}}{\left\{(1+f) \cdot \left(\frac{V_e}{V_0}\right)^2 - 1\right\}} = 0.975;$$

$$\eta_p \cong \frac{2}{\frac{V_e}{V_0} + 1} = 0.909;\ \eta_t = \frac{\eta_0}{\eta_p} = 0.410.$$

Tabelul nr. 5.2 prezentat, mai jos, descrie fiecare secţiune, după număr şi nume, pentru o mai mare claritate a schemei secţiunilor de referinţă.

5.9.5. Analiza ciclului termodinamic

Înainte de analiza efectivă a ciclului termodinamic trebuie făcute câteva ipoteze. Prima este că mediul de lucru, aerul atmosferic, în acest caz, este o substanţă pură. Specificând oricare două mărimi termodinamice intensive. Aceasta se realizează presupunând că aerul este în stare de echilibru la fiecare moment şi procesul de ardere este înlocuit cu un aport de căldură care adaugă energie egală cu cea eliberată de combustibil, dar fără adaos de masă sau schimbare în constituenţii chimici ai aerului.

Tabelul 5.2

Secţiune de referinţă	Descriere
0	Curent liber neperturbat
	Începe comprimarea externă
1	Se termină comprimarea externă
	Începe comprimarea internă
	Intrare dispozitiv de admisie
3	Ieşire dispozitiv de admisie
	Se termină comprimarea internă
	Intrare cameră de ardere
4	Ieşire cameră de ardere
	Începe destinderea internă
	Intrare ajutaj de reacţie
9	Se termină destinderea internă
	Ieşire ajutaj de reacţie
	Începe destinderea externă
10	Se termină destinderea externă

A doua, mediul de lucru trebuie să treacă printr-o serie de stări de echilibru ce îl readuc la starea iniţială. Aceasta este realizată prin patru procese reprezentate pe diagrama $T-s$ în figura nr. 5.18 a şi b.

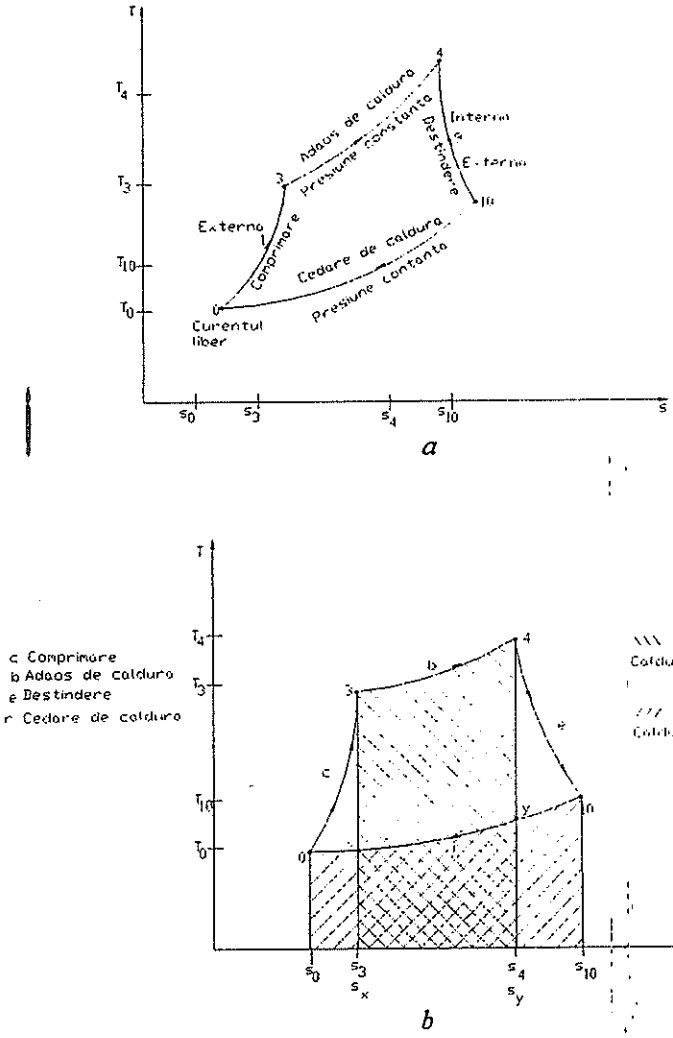


Fig. 5.18

Starea 0 - starea 3.

Comprimare adiabatică de la temperatura statică a curentului liber T_0 la temperatura statică la intrarea în camera de ardere T_3^*. Ireversibilitățile, sau "pierderile" datorate frecării și undelor de șoc, duc la o creștere a entropiei de la valoarea în curentul liber, s_0, la valoarea la intrarea în camera de ardere s_3. Când nu există ireversibilități (pierderi) entropia nu se schimbă și procesul de comprimare adiabatic se numește izentropic sau ideal.

Starea 3 –starea 4.

În acest proces, presiune statică este constantă, se face un adaos de căldură, de la temperatura statică la intrarea în camera de ardere T_3^* la temperatura statică la ieșirea din camera de ardere T_4, fără adaos de masă. Componenta axială arată că viteza aerului este constantă. Ecuația lui Gibbs permite calculul variației de entropie direct prin integrare, indiferent dacă gazul este perfect sau nu.

Arderea sau procesul de adaos de căldură ar putea fi ușor modelat ținând unele proprietăți ale fluidului constante, cum ar fi aria de curgere, numărul Mach sau temperatura statică, dar se preferă totuși presiune constantă din mai multe motive. Astfel,

- în cazul menținerii presiunii constante, se evită posibilitatea separării stratului limită și necesitatea proiectării structurii primare de a rezista la presiunea maximă;

- pentru MSRAS aceasta, este o extindere a analizei MTR-ul cu gaz tradițional și a MSR-ului, unde presiunea statică în camera de ardere este de asemenea constantă pentru că viteza curentului este adusă cât mai aproape de zero;

- camerele de ardere, cu secțiune constantă, funcționează deseori la presiune constantă în timpul eliberării energiei chimice datorită separării stratului limită.

Starea 4 – starea 10.

În acest proces au loc destindere adiabată de la presiunea statică în camera de ardere, $p_3=p_4$, la presiunea statică a curentului liber $p_{10}=p_0$, considerând că gazele de ardere se destind complet. Ireversibilitatea sau pierderile datorate frecării și undele de șoc duc la o creștere a entropiei de la ieșirea din camera de ardere s_4 la s_{10} la sfârșitul extinderii adiabate. Când nu există ireversibilități entropia rămâne constantă și procesul de destindere adiabată se numește izentropic sau ideal.

Starea 10 – starea 0.

Ciclul termodinamic se închide cu un proces imaginar fără frecare, la presiune constantă, la care se degajă o cantitate de căldură suficientă din gazele de ardere, astfel încât curentul este adus la starea inițială de temperatură-presiune. Cum procesul este similar cu cel din camera de ardere se poate trage concluzia că viteza aerului este constantă, sau că viteza aerului rămas, la sfârșitul ciclului termodinamic, este identică cu cea care a produs tracțiune la sfârșitul procesului de destindere adiabată.

Din punct de vedere energetic, căldura cedată este "echivalentă" cu acea porțiune a căldurii adăugate în camera de ardere care nu este transformată în lucru mecanic.

5.9.5.1. Randamentul ciclului termodinamic

Privit ca un motor termic, lucrul mecanic al ciclului motorului, în sens termodinamic, apare că diferența între energia cinetică la intrare și ieșire. Energia cinetică la ieșire în secțiunea *10* poate fi complet anihilată de o turbină, în scopul producerii de energie mecanică.

Presupunând că interacțiunile cu mediul, ale adăugării și cedării de căldură sunt reversibile, este posibilă evaluarea a mai multor mărimi fizice de interes imediat. Spre exemplu, căldura adăugată ciclului pe unitatea de masă, din starea 3 până în starea 4, este dată de

$$Căldura\ adăugată = \int_3^4 T \cdot ds \qquad (5.49)$$

şi căldura cedată pe unitatea de masă, din starea 10 până în 0, este dată de

$$Căldura\ cedată = \int_0^{10} T \cdot ds\,. \qquad (5.50)$$

Cum nu există schimb de energie cu mediul, în timpul proceselor de comprimare şi destindere adiabate se obţine lucrul mecanic al ciclului pe unitatea de masă dat de relaţia

$$Lucrul\ mecanic = Căldura\ adăugată - Căldura\ cedată =$$

$$= \frac{V_{10}^2}{2} - \frac{V_0^2}{2} = \int_3^4 T \cdot ds - \int_0^{10} T \cdot ds \qquad (5.51)$$

şi randamentul ciclului termodinamic devine

$$\eta_{tc} = \frac{Lucru\ mecanic}{Căldura\ adăugată} = \frac{\left(\frac{V_{10}^2}{2}\right) - \left(\frac{V_0^2}{2}\right)}{\int_3^4 T \cdot ds} = 1 - \frac{\int_0^{10} T \cdot ds}{\int_3^4 T \cdot ds}\,. \qquad (5.52)$$

Aplicând ecuaţia (5.52), se observă că randamentul ciclului creşte cu raportul dintre temperatura la care se adaugă căldura şi temperatura la care se cedează căldura considerând, bineînţeles, că entropia nu creşte excesiv în timpul proceselor de comprimare şi extindere adiabată.

Eliminând entropia din ecuaţiile (5.51) şi (5.52) folosind ecuaţia lui Gibbs, în favoarea entalpiei se obţine

$$Lucrul\ mecanic = \int_3^4 T \cdot ds - \int_0^{10} T \cdot ds = (i_4 - i_3) - (i_{10} - i_0) \qquad (5.53)$$

şi

$$\eta_{tc} = 1 - \frac{i_{10} - i_0}{i_4 - i_3}\,. \qquad (5.54)$$

Este de notat că de, fapt, căldura adăugată poate fi înlocuită, în oricare din ecuaţiile de mai sus, de energia chimică a combustibilului cedată, deci pe unitatea de masă a aerului. Evident,

$$Căldura\ adăugată = \frac{\eta_b \cdot \dot{m}_c \cdot P_{ci}}{\dot{m}_0} = \eta_b \cdot f \cdot P_{ci} = \int_3^4 T \cdot ds = i_4 - i_3\,, \qquad (5.55)$$

în care $f = \frac{1}{min\,L}$ iar puterea calorică a combustibilului a fost înmulţită cu randamentul arderii η_b pentru a ţine cont de posibilitatea că o parte din energia chimică a combustibilului nu este eliberată datorită timpului de reacţie sau amestecare, inadecvate, pentru o ardere completă.

Aceste concepte sunt ilustrate, concret în figura nr. 5.19 ce conţine o

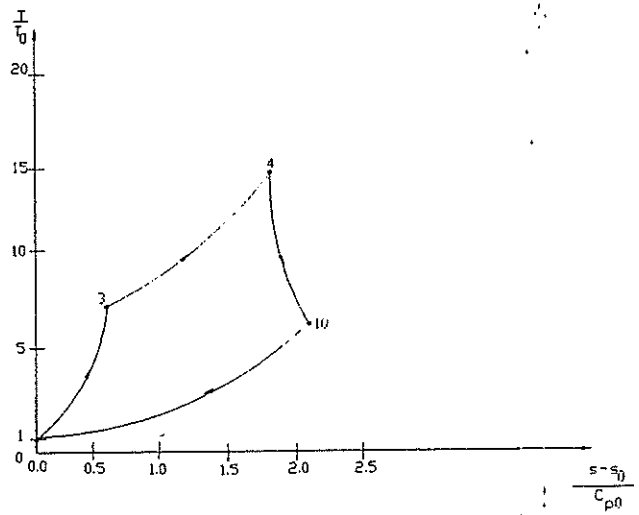


Fig. 5.19

diagramă $T - s$ pentru MSR sau MSRAS. Efectele creşterii lui c_p cu temperatura sunt vizibile în timpul procesului de adăugare de căldură la presiune constantă, unde conform ecuaţiei lui Gibbs, panta curbei este dată de expresia

$$\frac{dT}{ds}=\frac{T}{c_p}.$$

Randamentul ciclului termodinamic, figura nr. 5.19, este calculat direct din ecuația (5.54), $\eta_{tc}=0.549$. Aceasta concordă cu rezultatul bazat pe ecuația (5.52) și estimarea integralelor din diagrama $T-s$, ca

$$\eta_{tc}=1-\frac{\int_{4}^{10}Tds}{\int_{3}^{4}Tds}\cong 0.549.$$

5.9.5.2. Temperatura maximă de comprimare

Temperatura statică, la sfârșitul comprimării sau începutul arderii, nu poate fi crescută oricât de mult, fiind limitată de o valoare care previne disocierea excesivă în jetul de gaze de ardere. Pe măsură ce temperatura statică, la intrarea și ieșirea din camera de ardere crește, "pierderea" de energie prin disocieri neechilibrate la început consumă, treptat, în beneficiul unui randament termodinamic mai mare. Aceasta este o limitare serioasă pentru motoarele hipersonice reale de care trebuie ținut cont în practică.

Determinarea acestor temperaturi maxime necesită o combinație de calcule elaborate pentru că temperaturile depind de multe variabile, incluzând înălțimea de zbor și numărul Mach, pierderile la admisie, tipul de combustibil, raportul/aer și geometria camerei de ardere și a ajutajului de reacție.

5.9.5.3. Numărul Mach la intrarea în camera de ardere

Limita temperaturii de comprimare duce la restricții ale numărului Mach la intrarea în camera de ardere, M_3, Temperatura de stagnare a curgerii la admisie, care este o proprietate fixă, este dată de expresiile

$$T^{*}=T_0\left(1+\frac{k_c-1}{2}M_0^2\right)=T_3\left(1+\frac{k_c-1}{2}M_3^2\right), \qquad (5.56)$$

astfel încât numărul Mach la intrarea în camera de ardere trebuie să fie

$$M_3=\sqrt{\frac{2}{k_c-1}\left\{\frac{T_0}{T_3}\left(1+\frac{k_c-1}{2}M_0^2\right)-1\right\}}, \qquad (5.57)$$

pentru temperatura maximă de comprimare dată T_3. Relația (5.57) este reprezentată grafic în figura nr. 5.20, pentru două valori limită ale raportului T_3/T_0. Când

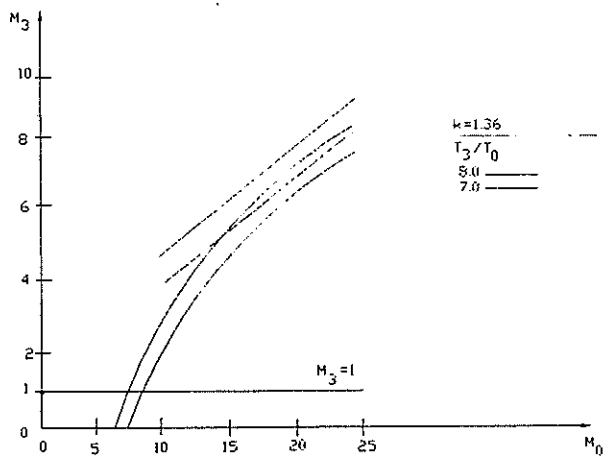


Fig. 5.20

Când

$$M_0<\sqrt{\frac{2}{k_c-1}\left(\frac{T_3}{T_0}-1\right)}, \qquad (5.58)$$

nu există nici o soluție pentru că temperatura T_3 este mai mare ca temperatura de stagnare a curentului liber.

Când

$$M_0>\sqrt{\frac{2}{k_c-1}\left(\left(\frac{\gamma_c+1}{2}\right)\frac{T_3}{T_0}-1\right)}, \qquad (5.59)$$

curentul care intră în camera de ardere trebuie să rămână supersonic sau T_3 permis va fi depăşit. Aceasta duce inevitabil la ardere în regim supersonic, deci la MSRAS.

5.9.6. Performanţele motorului

5.9.6.1. Randamentul termic

Considerând că, în analiză, masa de combustibil nu are nici o contribuţie, din ecuaţiile (5.52) şi (5.55) se obţine randamentul termic al motorului adică

$$\eta_t = \frac{\left(\frac{V_{10}^2}{2}\right)-\left(\frac{V_0^2}{2}\right)}{P_{ci}} = \frac{\frac{V_{10}^2}{V_0^2}-1}{\frac{P_{ci}}{\left(\frac{V_0^2}{2}\right)}} = \eta_b \eta_{tc}. \qquad (5.60)$$

Motivul diferenţei, dintre randamentul termic η_t şi randamentul termodinamic al ciclului η_{tc} este că cel din urmă nu este penalizat de energia chimică a combustibilului neeliberată în camera de ardere, în timp ce randamentul termic trebuie să ţină cont de toată energia chimică pe care combustibilul o poate pune la dispoziţie.

Folosind datele din figura nr. 5.19 şi luând o valoare de *0.9*, pentru randamentul de ardere η_b, se obţine un randament termic de *0.494*.

5.9.6.2. Randamentul de propulsie

Combinând ecuaţiile randamentelor cunoscute şi (5.60) se poate obţine randamentul de propulsie al motorului

$$\eta_p = \frac{2}{\frac{V_{10}}{V_0}+1} = \frac{2}{1+\sqrt{\eta_t \frac{P_{ci}}{\frac{V_0^2}{2}}+1}}. \qquad (5.61)$$

Se observă că randamentul de propulsie creşte continuu cu viteza de zbor şi se apropie de valoarea 1. Folosind datele din figura nr. 5.19, ca exemplu, se găseşte că, pe măsură ce viteza creşte de la *1800 m/s* la *3000 m/s*, raportul $\frac{V_{10}}{V_0}$ descreşte de la *1.43* la *1.17* şi randamentul de propulsie creşte de la *0.824* la *0.921*, figura nr. 5.21.

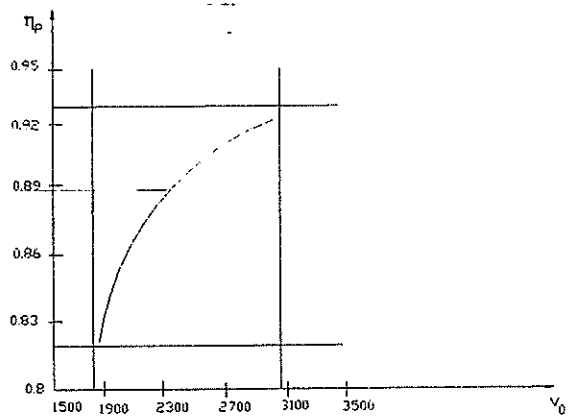


Fig. 5.21

5.9.6.3. Randamentul total

Folosind ecuaţia randamentului total al motorului, η_0 este produsul ecuaţiilor (5.60) şi (5.61)

$$\eta_0 = \eta_t \cdot \eta_p = \frac{2\left(\frac{V_{10}}{V_0}-1\right)}{\frac{f \cdot P_{ci}}{\frac{V_0^2}{2}}} = \frac{2\left(\sqrt{\eta_t \frac{f \cdot P_{ci}}{\frac{V_0^2}{2}}+1}-1\right)}{\frac{f \cdot P_{ci}}{\frac{V_0^2}{2}}}. \qquad (5.62)$$

Folosind datele din figura nr. 5.19 se observă o creştere a randamentului de la *0.407* la *0.455* cu creşterea vitezei de zbor de la *1800 m/s* la *3000 m/s*. Randamentul total se apropie de randamentul termic de *0.494* când viteza de zbor devine arbitrar de mare, figura 5.22.

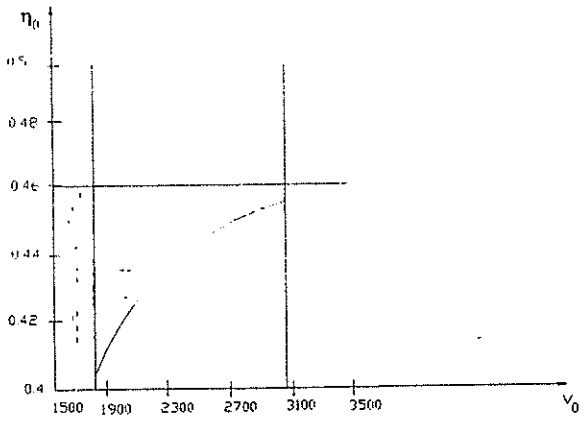


Fig. 5.22

5.9.6.4. Impulsul specific

Impulsul specific poate fi calculat cu relaţia

$$I_{sp} = \frac{P_{cl}}{g_0 \cdot V_0} \cdot \eta_0 \,. \tag{5.63}$$

Pentru datele din figura nr. 5.19, folosind hidrogen drept combustibil, impulsul specific scade de la *2730 s* la *1830 s* pe măsură ce viteza de zbor creşte de la *1800 m/s* la *3000 m/s*, figura nr. 5.23.

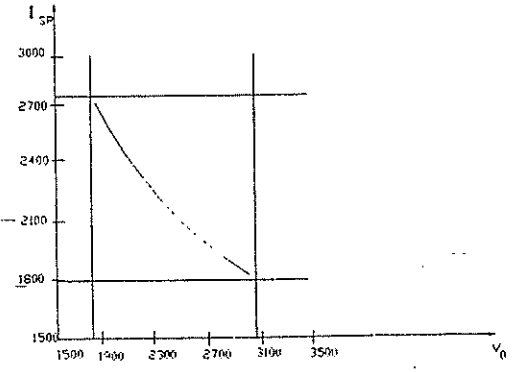


Fig. 5.23

5.9.7. Analiza primului principiu

5.9.7.1. Ciclul termodinamic

După cum s-a văzut, măsurarea performanţelor motorului poate fi făcută pentru orice valori date ale vitezei de zbor V_0, raportul combustibil/aer f şi puterea calorică a combustibilului, P_{cl}, odată ce randamentul termic al motorului este cunoscut. Cea mai bună metodă de determinare a randamentului termic, din ciclul termodinamic, este folosind ecuaţiile (5.44) şi (5.60), care depind de cunoaşterea entalpiei statice la toate cele patru puncte ale ciclului termodinamic şi a randamentului de ardere η_b. Pentru a determina entalpiile statice necesare este utilă parcurgerea întregii diagrame *T–s*, începând şi sfârşind cu condiţiile iniţiale sau condiţiile curentului liber. Aceasta necesită următoarele două presupuneri:

- se consideră că aerul, la echilibru, se comportă ca un gaz perfect de-a lungul fiecărui proces termodinamic al ciclului. Ştiind că proprietăţile aerului la echilibru pot varia de-a lungul ciclului, presupunerea constă în faptul că se pot folosi valori reprezentative pe fiecare evoluţie în parte;

- se presupune că există modele empirice, rezonabile, pentru descrierea comprimării adiabate, arderii la presiune constantă şi destinderii adiabate. Acestea sunt descrise ca randamente ale proceselor şi se consideră constante.

Pentru comprimarea adiabată, randamentul procesului este

$$\eta_c = \frac{i_3 - i_x}{i_3 - i_0} \le 1 \tag{5.64}$$

şi pentru destinderea adiabată

$$\eta_d = \frac{i_4 - i_{10}}{i_4 - i_y} \le 1 \tag{5.65}$$

Randamentul procesului de ardere este dat de relaţia (5.55).

5.9.7.2. Analiza procesului termodinamic

Se determină toate proprietățile curgerii pentru toate patru evoluțiile ciclului. Se folosește raportul temperaturii statice a ciclului,

$$\psi = \frac{T_3}{T_0} \geq 1 \tag{5.66}$$

ca o variabilă independentă.

a) Procesul de comprimare adiabatică (starea 0 – starea 3)

1. $\frac{T_x}{T_0}$, (definiția randamentului comprimării, ecuația (5.44).

Astfel,

$$\eta_c = \frac{i_3 - i_x}{i_3 - i_0} = \frac{C_{pc}(T_3 - T_x)}{C_{pc}(T_3 - T_0)} = \frac{\psi - \frac{T_x}{T_0}}{\psi - 1},$$

deci

$$\frac{T_x}{T_0} = \psi(1 - \eta_c) + \eta_c \geq 1; \tag{5.67}$$

2. $s_3 - s_0$ (ecuația lui Gibbs, punctul 0 – punctul x). Din

$$ds = \frac{di}{T} = C_{pc}\frac{dT}{T},$$

se obține

$$s_3 - s_0 = s_x - s_0 = C_{pc}\ln\frac{T_x}{T_0} \geq 0; \tag{5.68}$$

3. p_3 / p_0 (ecuația lui Gibbs, punctul x – punctul 3). Din

$$\frac{di}{T} = C_{pc}\frac{dT}{T} = \frac{dp}{\rho T} = R_c\frac{dp}{p}$$

rezultă

$$\frac{p_3}{p_0} = \left(\frac{T_3}{T_x}\right)^{\left(\frac{C_{pc}}{R_c}\right)} = \left(\psi\frac{T_0}{T_x}\right)^{\left(\frac{C_{pc}}{R_c}\right)} \geq 1. \tag{5.69}$$

b) Procesul de adaos de căldură (punctul 3 – punctul 4)

1. V_4

$$V_4 = V_3; \tag{5.70}$$

2. $\frac{T_4}{T_3}$ (conservarea energiei). Din

$$i_4 - i_3 = C_{pb}(T_4 - T_3) = \eta_b f P_{ci}$$

rezultă

$$\frac{T_4}{T_3} = 1 + \frac{C_{p0}}{C_{pb}}\cdot\frac{\eta_b \cdot P_{ci}}{\psi \cdot C_{p0} \cdot T_0} \geq 1; \tag{5.71}$$

3. $s_4 - s_3$ (ecuația lui Gibbs). Din

$$ds = \frac{di}{T} = C_{pb}\frac{dT}{T}$$

se obține

$$s_4 - s_3 = s_x - s_0 = C_{pb}\ln\frac{T_4}{T_3} \geq 1. \tag{7.52}$$

c) Procesul de destindere adiabatică (punctul 4 – punctul 10)

1. T_z / T_4 (ecuația lui Gibbs, punctul 4 – punctul z).

Din

$$\frac{di}{T} = C_{pd}\frac{dT}{T} = \frac{dp}{\rho T} = R_d\frac{dp}{p}$$

rezultă

$$\frac{T_y}{T_4} = \left(\frac{p_y}{p_4}\right)^{\left(\frac{R_d}{C_{pd}}\right)} = \left(\frac{p_0}{p_3}\right)^{\left(\frac{R_d}{C_{pd}}\right)} \leq 1. \tag{5.73}$$

2. T_{10} / T_4 (definiția randamentului de destindere, ecuația (5.65))

$$s_4 - s_3 = C_{pb}\ln\frac{T_4}{T_3} \geq 1. \tag{5.74}$$

d) Procesul de destindere adiabatică (punctul 4 – punctul 10)

1. T_y / T_4 (ecuația lui Gibbs, punctul 4 – punctul y)

$$\frac{di}{T} = C_{pd}\frac{dT}{T} = \frac{dp}{\rho T} = R_d\frac{dp}{p};$$

rezultă

$$\frac{T_y}{T_4} = \left(\frac{p_y}{p_4}\right)^{\left(\frac{R_d}{C_{pd}}\right)} = \left(\frac{p_0}{p_3}\right)^{\left(\frac{R_d}{C_{pd}}\right)} \le 1; \qquad (5.75)$$

2. T_{10} / T_4 (definiția randamentului de destindere, ecuația (5.65))

$$\eta_d = \frac{i_4 - i_{10}}{i_4 - i_y} = \frac{C_{pd}\cdot(T_4 - T_{10})}{C_{pd}\cdot(T_4 - T_y)} = \frac{1-\frac{T_{10}}{T_4}}{1-\frac{T_y}{T_4}}$$

deci

$$\frac{T_{10}}{T_4} = 1 - \eta_d\left(1-\frac{T_y}{T_4}\right) \le 1$$

sau, combinând cu ecuațiile (5.67), (5.69) și (5.75) se obține

$$\frac{T_{10}}{T_4} = 1 - \eta_d\left\{1-\left[1-\eta_c\cdot\left(1-\frac{1}{\psi_i}\right)\right]^{\frac{C_{pc}}{R_c}\frac{R_d}{C_{pd}}}\right\} \le 1. \qquad (5.76)$$

3. $s_{10} - s_4$ (ecuația lui Gibbs, punctul z – punctul 10)

$$ds = \frac{di}{T} = C_{pd}\frac{dT}{T}$$

deci

$$s_{10} - s_4 = s_{10} - s_y = C_{pd}\ln\frac{T_{10}}{T_y} = C_{pd}\ln\left(\frac{T_{10}}{T_4}\cdot\frac{T_4}{T_y}\right) \ge 0. \qquad (5.77)$$

e) Procesul de cedare de căldură (punctul 10 – punctul 0)

1. i_{10}-i_0 (căldura specifică la presiune constantă)

$$di = C_{pr}dT$$

deci

$$i_{10}\text{-}i_0 = C_{pr}(T_{10} - T_0) = C_{pr}T_0\cdot\left(\psi\cdot\frac{T_{10}}{T_4}\cdot\frac{T_4}{T_3} - 1\right) \ge 0 \qquad (5.78)$$

2. $s_{10} - s_0$ (ecuația lui Gibbs)

$$ds = \frac{di}{T} = C_{pd}\frac{dT}{T}$$

rezultă

$$s_{10} - s_0 = C_{pr}\ln\frac{T_{10}}{T_0} = C_{pr}\ln\left(\psi\frac{T_{10}}{T_4}\cdot\frac{T_4}{T_3}\right) \ge 0 \qquad (5.79)$$

Ecuația (5.79) poate fi pusă și sub forma

$$C_{pr} = \frac{s_{10} - s_0}{\ln\frac{T_{10}}{T_0}} = \frac{(s_{10} - s_4) + (s_4 - s_3) + (s_3 - s_0)}{\ln\left(\psi\frac{T_{10}}{T_4}\cdot\frac{T_4}{T_3}\right)}. \qquad (5.80)$$

Această formă a ecuației permite verificarea independentă a căldurii specifice la presiune constantă a aerului C_{pr} în timpul procesului eliberării căldurii.

5.9.7.3. Randamentul ciclului termodinamic

Ecuațiile (5.44), (5.45), (5.61) și (5.78) pot fi combinate pentru obținerea expresiei algebrice a randamentului termodinamic, și anume

$$\eta_{tc} = 1 - \frac{C_{pr}}{C_{p0}}\left\{\left(\psi\cdot\frac{C_{p0}\cdot T_0}{\eta_b\cdot f\cdot P_{ci}} + \frac{C_{p0}}{C_{pb}}\right)\frac{T_{10}}{T_4} - \frac{C_{p0}\cdot T_0}{\eta_b\cdot f\cdot P_{ci}}\right\} \le 1, \qquad (5.81)$$

unde $\frac{T_{10}}{T_4}$ este dat de ecuația (5.76). Se observă că forța datorată aportului de căldură apare doar în gruparea adimensională $\frac{\eta_b\cdot f\cdot P_{ci}}{C_{p0}\cdot T_0}$.

5.9.8. Analiza tracțiunii

Ciclul termodinamic și analiza primei legi nu pot ține cont cu ușurință de mai multe fenomene care pot avea o influență asupra performanței motorului, cum ar fi masa, momentul, energia cinetică datorată

combustibilului, geometria camerei de ardere şi gazele de ardere care nu au acceaşi presiune ca cea a mediului. Aceste fenomene pot fi luate în calcul prin studiul unei curgeri unidimensionale care foloseşte întregul set de ecuaţii de conservare pe volumul de control, dar în acest caz este nevoie de mult mai multe date iniţiale. Metoda foloseşte funcţia de tracţiune a curentului S_a ca o cantitate primară a curgerii. Această tehnică este numită analiza tracţiunii curentului.

5.9.8.1. Tracţiunea neinstalată a motorului

Analiza tracţiunii curentului este mult simplificată dacă volumul de control este ales în aşa fel încât să se obţină uşor rezultatele dorite. Volumele de control folosite de analiză sunt prezentate în figura nr. 5.24,

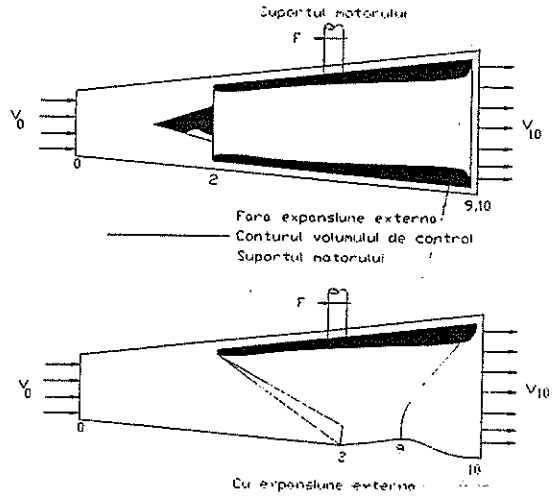


Fig. 5.24

unde este de notat faptul că liniile de curent care constituie suprafaţa de separare între curgerea internă şi externă coincid cu suprafaţa exterioară a motorului. Cea mai importantă cantitate care trebuie să fie evaluată este tracţiunea neinstalată F, care este definită ca fiind egală şi opusă forţei

axiale ce acţionează pe curgerea internă când curgerea externă este perfectă. Tracţiunea este transferată vehiculului prin suportul motorului (numit montant, pilon,...).

Această definiţie a tracţiunii neinstalate duce la o împărţire a responsabilităţilor între proiectanţii vehiculului şi cei ai motorului. Rezistenţa la înaintare a sistemului R_e este forţa axială ce acţionează asupra curentului exterior în direcţie negativă datorită ireversibilităţilor prin frecare şi formă geometrică. Tracţiunea instalată T este definită ca diferenţa dintre tracţiunea neinstalată şi rezistenţa la înaintare, deci este egală cu forţa axială netă ce acţionează asupra întregii curgeri. Astfel inginerii proiectanţi de motoare se ocupă în principal de forţele ce acţionează pe suprafeţele interioare, deşi trebuie în acelaşi timp să se ocupe şi de minimizarea rezistenţei la înaintare.

Se presupune că, în cazul curgerii supersonice sau hipersonice, curentul este neperturbat în amontele volumului de control (secţiunea 0). Se presupune de asemenea că proprietăţile curgerii în secţiunea de ieşire 10 sunt reprezentate de valori medii, şi că presiunea statică medie nu este neapărat egală cu presiunea curentului liber. Când presiunea statică medie în secţiunea 10 este mai mare ca presiunea curentului liber se spune că gazele de ardere sunt subdestinse, iar când presiunea e mai mică gazele sunt supradestinse.

Se mai face presupunerea că viteza de-a lungul întregului motor este paralelă cu direcţia axială, lucru nu foarte adevărat, dar care uşurează foarte mult calculele.

Din ecuaţia tracţiunii se poate scrie tracţiunea neinstalată ca

$$\begin{aligned} F &= \dot{m}_{10}\cdot V_{10} - \dot{m}_0\cdot V_0 + (p_{10}-p_0)\cdot A_{10} = \\ &= \{\dot{m}\cdot V + p\cdot A\}_{10} - \{\dot{m}\cdot V + p\cdot A\}_0 - p_0\cdot(A_{10}-A_0) \end{aligned} \tag{5.82}$$

sau, în termeni de forţă de tracţiune specifică neinstalată, ca

$$\frac{F}{\dot{m}_0} = (1+f)\cdot S_{a10} - S_{a0} - \frac{R_0 \cdot T_0}{V_0}\left(\frac{A_{10}}{A_0} - 1\right), \qquad (5.83)$$

unde s-a folosit legea gazului perfect pentru a se elimina densitatea.

Această relație prezintă două caracteristici importante. Prima, se poate deci determina tracțiunea specifică (care este caracteristică a motorului) și poate fi convertită în alte mărimi de interes. A doua, funcția tracțiunii curentului S_a și aria A fiind cunoscute în secțiunea *0*, trebuie determinate în secțiunea *10* pentru ca tracțiunea specifică să fie complet cunoscută.

5.9.8.2. Analiza componentelor

Pentru a găsi funcția de tracțiune a curentului și aria în secțiunea 10, cel mai bine să se împartă motorul în mai multe părți și analizate individual. O împărțire avantajoasă este cea asociată cu cele trei procese termodinamice descrise.

α) Componenta de comprimare (secțiunea 0 – secțiunea 3)

1. S_{a0} (funcția de tracțiune a curentului)

$$S_{a0} = V_0\left(1 + \frac{R \cdot T_0}{V_0^2}\right); \qquad (5.84)$$

2. T_3 (ecuația 5.66)

$$T_3 = \psi T_0 \; ; \qquad (5.85)$$

3. V_3 (conservarea energiei)

$$V_3 = \sqrt{V_0^2 - 2 \cdot C_{cp} \cdot T_0 \cdot (\psi - 1)}\; ; \qquad (5.86)$$

4. S_{a3} (funcția de tracțiune a curentului)

$$S_{a3} = V_3\left(1 + \frac{R \cdot T_3}{V_3^2}\right); \qquad (5.87)$$

5. p_3/p_0 (procesul de comprimare adiabată, ecuațiile (5.67) și (5.69)

$$\frac{p_3}{p_0} = \left(\frac{\psi}{\psi \cdot (1-\eta_c) + \eta_c}\right)^{\left(\frac{c_{pc}}{R}\right)}; \qquad (5.88)$$

6. A_3/A_0 (conservarea masei)

$$\frac{A_3}{A_0} = \psi \cdot \frac{p_0}{p_3} \cdot \frac{V_0}{V_3}. \qquad (5.89)$$

β) Componenta de ardere (secțiunea 3 – secțiunea 4)

În acest caz, există două soluții corespunzătoare arderii la presiune constantă sau arderii la secțiune constantă. Energia degajată prin ardere este considerată ca adaos de căldură cu adaos de masă. Entalpiile absolute sunt folosite pentru o reprezentare mai bună a proprietăților de curgere. De asemenea se folosesc și mărimile:

- $\frac{V_{ax}}{V_3}$, raportul dintre viteza axială a injecției de combustibil și V_3;

- $\frac{V_c}{V_3}$, raportul dintre viteza totală a injecției de combustibil și V_3;

- $C_c \cdot \frac{A_w}{A_3} = \frac{\overbrace{C.A.}^{rezistenta}}{\frac{\rho_3 \cdot V_3^2}{2} \cdot A_3}$, coeficient de rezistență la înaintare al camerei de ardere;

- $C_{pb} \cdot (T - T^0) = i$, entalpie statică absolută i (T^0 este o temperatură de referință);

- i_c, entalpia absolută a combustibilului ce intră în camera de ardere (această cantitate este de obicei mult mai mică decât P_{ci} și este neglijată).

γ) Arderea la presiune constantă

1. V_4

$$V_4 = V_3 \left\{ \frac{1 + f \cdot \frac{V_{cx}}{V_3}}{1+f} - \frac{C_c \cdot \frac{A_w}{A_3}}{2 \cdot (1+f)} \right\} \qquad (5.90)$$

2. T_4 (conservarea energiei)

$$T_4 = \frac{T_3}{1+f} \left\{ 1 + \frac{1}{C_{pb} T_3} \left[\eta_b \cdot f \cdot P_{ci} + f \cdot i_c + f \cdot C_{pb} \cdot T^0 + \left(1 + f \cdot \frac{V_c^2}{V_3^2} \right) \cdot \frac{V_3^2}{2} \right] \right\} - \frac{V_4^2}{2C_{pb}}; \qquad (5.91)$$

3. A_4/A_3 (conservarea masei)

$$A4/A3 = (1+f) \cdot \frac{T_4}{T_3} \cdot \frac{V_3}{V_4}. \qquad (5.92)$$

δ) Arderea la arie constantă

1. V_4

$$V_4 = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \qquad (5.93)$$

unde:

$$a = 1 - \frac{R}{2C_{pb}}$$

$$b = -\frac{V_3}{1+f} \left\{ \left(1 + \frac{R \cdot T_3}{V_3^2} \right) \cdot f \cdot \frac{V_{cx}}{V_3} - \frac{C_c}{2} \cdot \frac{A_w}{A_3} \right\}$$

$$c = \frac{R \cdot T_3}{1+f} \left\{ 1 + \frac{1}{C_{pb} T_3} \left[\eta_b f \cdot P_{ci} + f \cdot i_c + f \cdot C_{pb} T^0 + \left(1 + f \frac{V_c^2}{V_3^2} \right) \frac{V_3^2}{2} \right] \right\};$$

2. T_4

$$T_4 = \frac{c}{R} - \frac{V_4^2}{2 \cdot C_{pb}}; \qquad (5.94)$$

3. p_4/p_0 (conservarea masei)

$$\frac{p_4}{p_0} = (1+f) \cdot \frac{p_3}{p_0} \cdot \frac{T_4}{T_3} \cdot \frac{V_3}{V_4}. \qquad (5.95)$$

ε) Ardere la presiune constantă sau arie constantă

1. S_{a4} (funcția de tracțiune a curentului)

$$S_{a4} = V_4 \cdot \left(1 + \frac{R \cdot T_4}{V_4^2} \right). \qquad (5.96)$$

μ) Componenta de destindere (secțiunea 4 – secțiunea 10)

1. T_{10} (proces de destindere adiabată)

$$T_{10} = T_4 \left\{ 1 - \eta_d \left[1 - \left(\frac{p_{10} \cdot p_0}{p_0 \quad p_4} \right)^{\left(\frac{R}{C_{pd}} \right)} \right] \right\}; \qquad (5.97)$$

2. V_{10}

$$V_{10} = \sqrt{V_4^2 + 2 \cdot C_{pd} \cdot (T_4 - T_{10})}; \qquad (5.98)$$

3. S_{a10} (funcția de tracțiune a curentului)

$$S_{a10} = V_{10} \cdot \left(1 + \frac{R \cdot T_{10}}{V_{10}^2} \right); \qquad (5.99)$$

4. A_{10}/A_0 (conservarea masei)

$$A_{10}/A_0 = (1+f) \cdot \frac{p_0}{p_{10}} \cdot \frac{T_{10}}{T_0} \cdot \frac{V_0}{V_{10}}. \qquad (5.100)$$

Capitolul 6. MOTORUL PULSOREACTOR

6.1. Considerații generale

Motorul pulsoreactor (MPR) face parte din categoria sistemelor de propulsie cu comprimare dinamică. Acesta are ca fluid de propusie aerul, iar ca instalație de propulsie un ajutaj de reacție. Ceea ce este specific acestui motor este faptul că transformarea energiei chimice a amestecului combustibil-aer în energie termică este rezultatul unui proces de ardere izocor. Deci, funcționarea sistemului este pulsatorie, ciclul motor realizându-se cu o frecvență în intervalul *(40-100) Hz.*

În timpul procesului de ardere apar oscilații de presiune, dorite sau nu care duc în cele din urmă, la deranjamente în exploatere cum ar fi:

- suprasolicitarea mecanică a instalației de ardere;
- stingerea flăcării;
- pericolul de explozie.

Se impune deci, pe de o parte, combaterea acestor fenomene perturbatoare generate de oscilații și, mai mult, utilizarea lor în intensificarea procesului de ardere.

S-a observat că arderea în regim pulsator se produce cu o viteză mai mare decât în regim staționar, atât prin formarea temporară a unor valori mai mari ale presiunii și temperaturii cât și prin realizarea unor amestecuri locale mai bogate.

Arderea nestaționară se poate realiza pe mai multe căi:

a) Prin injectarea intermitentă a combustibilului în camera de ardere;

b) Prin suprapunerea unor unde acustice peste curentul flăcării;

c) Prin suprapunerea unor oscilații de presiune mai mari, obținute cu ajutorul piston în mișcare sau prin rezonanță.

Prima cale a trezit interesul a numeroşi cercetători. Funcţionarea de principiu a acestor tipuri de instalaţii de ardere este prezentată în continuare.

Amestecul combustibil existent în spaţiul de ardere este aprins într-un mod oarecare. Gazele de ardere, formate în detonarea acestuia în camera de ardere, sunt eliminate în atmosferă printr-un tub de evacuare.

Datorită efectului de inerţie, în camera de ardere se stabileşte o depresiune, ceea ce determină aspirarea unei noi cantităţi de amestec proaspăt.

În acelaşi timp, depresiunea determină reintroducerea în camera de ardere, a unei cantităţi oarecare de gaze incandescente care, prin amestecare cu aerul proaspăt, determină aprinderea acestuia şi reânceperea unui nou ciclu de ardere.

Timpul necesar parcurgerii acestor etape se numeşte perioada arderii pulsatorii T, iar inversul acesteia reprezinntă frecvenţa procesului pulsatoriu de ardere f sau υ.

Distribuţia presiunii de-a lungul sistemului de ardere pulsatorie este prezentată, în primcipiu, în figura nr. 6.1.

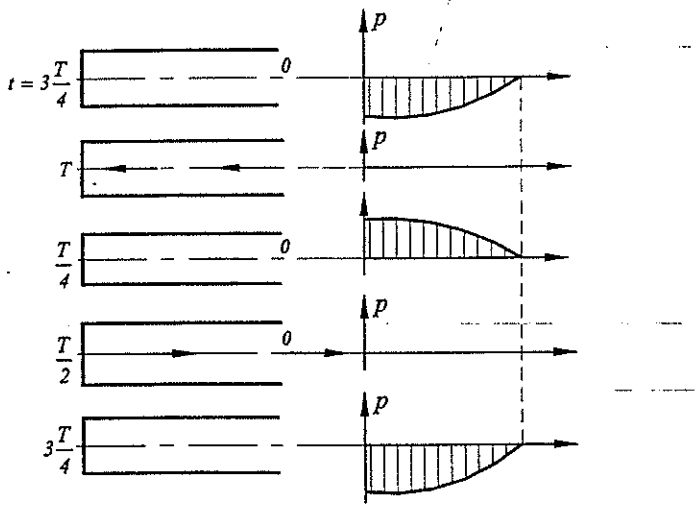


Fig. 6.1

S-a considerat că începutul ciclului de ardere, de perioadă T, are loc odată cu aspirarea amestecului proaspăt. Sistemele de ardere, care funcţionează după principiul descris anterior, pot fi:

- Autooscilante, cu întreruperea periodică, mecanică sa aerodinamică, a aspiraţiei amestecului proaspăt;
- Cu oscilaţii forţate, în care combustibilul se introduce pulsatoriu sub presiune.

În primul caz, frecvenţa arderii pulsatorii este determinată de caracteristicile acustice ale instalaţiei de ardere.

În al doilea caz, peste frecvenţa fundamentală, determinată de introducerea sub presiune a combustibilului, se suprapune frecvenţa proprie a instalaţiei de ardere.

Sistemele autooscilante au fost dezvoltate în numeroase variante, cu aplicaţii extrem de interesante:

- motorul pulsoreactor;
- ca procedeu de încălzire;
- în magneto-hidrodinamică, pentru producerea energiei electrice;
- în pulverizarea unui fluid, introdus la capătul tubului oscilator;
- ca sursă simplă de energie pentru antrenarea unui arzător mare, prin pulverizarea combustibilului;
- la pulverizarea ierbicidelor şi insecticidelor în agricultură;
- în procese chimice de sinteză în care sunt necesare presiuni foarte ridicate.

În continuare, se va face o analiză, de esenţă, privind prima aplicaţie a arderii pulsatorii, în legătură cu motorul pulsoreactor ca sistem de propulsie al unei aeronave.

În general, un arzător pulsator autooscilant este compus dintr-o cameră de ardere, un tub oscilant de evacuare şi o supapă, sau un sistem de supape (mecanice sau aerodinamice), pentru alimentarea cu amestec proaspăt.

Aprinderea şi arderea amestecului sunt dependente de variaţia presiunii produsă de sistemul oscilator. Rezultă, evident, că arderea nu se produce continuu, ca la arzătoarele obişnuite, ci intermitent, în acelaşi timp apărând şi o undă de presiune.

Arzătorul autooscilant este simplu, din punct de vedere constructiv, şi ieftin.

6.2. Arderea în regim pulsatoriu

Cercetările efectuate, până în prezent, au urmărit influenţa oscilaţiilor asupra arderii. S-a constatat că există trei tipuri de oscilaţii:

- Oscilaţii sporadice;
- Oscilaţii de înaltă frecvenţă;
- Oscilaţii de joasă frecvenţă.

6.2.1. Oscilaţii sporadice

Oscilaţiile sporadice apar întotdeauna când se arde combustibil lichid pulverizat, datorită neomogenităţii amestecului. În acest caz au loc variaţii ale vitezei de ardere, rezultând zone cu temperaturi diferite care produc unde de presiune de mică intensitate.

6.2.2. Oscilaţii de înaltă frecvenţă

Oscilaţiile de înaltă frecvenţă $(f = 200\,Hz - 20\,kHz)$ se datorează întârzierii reacţiei de combinare a combustibilului cu oxigenul, după injectarea sa în cameră.

Acestea sunt specifice instalaţiilor cu încărcări termice mari. Fenomenul poate duce la distrugerea mecanică a camerei, deoarece amplitudinea oscilaţiilor de presiune sunt mari. Astfel:

- la amplitudini ale oscilaţiilor cuprinse între 20 % şi 50 % ale

presiunii camerei de ardere, variaţia în timp este sinusoidală şi corespunde undelor acustice,

- la amplitudine până la 100 % variaţia presiunii prezintă forma unui dinte de fierăstrău,
- la ampitudini mai mari apar unde de detonaţie sau unde de şoc.

6.2.3. Oscilaţii de joasă frecvenţă

Oscilaţiile din domeniul de frecvenţă sub *200 Hz* sunt considerate de joasă frecvenţă. Acestea au amplitudini mai mici şi conduc la o serie de dezavantaje. Astfel:

- scade randamentul arderii;
- se produce funingine;
- apare pericolul de vibraţie şi deteriorare a instrumentelor de măsură;
- se produc zgomote şi trepidaţii;
- are loc stingerea flăcării;
- există pericolul de exlozie.

Din aceste motive, domeniul de reglare este mult micşorat, iar domeniul de variaţie al excesului de aer, pentru stabilizarea flăcării, este mult îngustat. Frecvenţa oscilaţiilor de joasă frecvenţă poate fi condiţionată de:

- dimensiunile camerei de ardere;
- temperatura şi presiunea din camera de ardere.

iar amplitudinea presiunii, de excesul de aer.

În ceea ce priveşte mecanismul formării oscilaţiilor, există trei tipuri de oscilaţii:

- oscilaţia funcţie de presiunea adsolută din cameră,
- oscilaţia funcţie de condiţiile de amestecare,
- oscilaţia acustică, a cărei frecvenţă de rezonanţă corespunde frecvenţei sistemului de ardere.

Oscilațiile de joasă frecvență se împart în:

- oscilații acustice;
- oscilații neacustice.

Cât privesc oscilațiile neacustice, dat fiind caracterul lor nedorit, se urmărește luarea de măsuri care să conducă la amortizarea lor.

În teoria acustică, ce se ocupă cu apariția undelor într-un tub sau într-un rezonator care are o frecvență proprie de oscilație, se caută ca oscilația să satisfacă următoarea condiție: "una din componentele dezvoltării oscilatorii a căldurii trebuie să fie în fază cu unda de presiune". Deci, dezvoltarea căldurii trebuie să se facă simultan cu creșterea presiunii și invers.

Astfel, s-a introdus noțiunea de factor de interacțiune, n. Acesta reprezintă factorul de proporționalitate dintre variația consumului de combustibil și a gradientului de presiune în timp. Dacă c este consumul de combustibil, p este presiunea absolută în camera de ardere și $\overline{c}$, respectiv $\overline{p}$, valorile medii ale primelor mărimi, atunci este valabilă relația

$$\frac{c-\overline{c}}{c} = n \cdot \frac{d\left(\frac{p-\overline{p}}{p}\right)}{dt}, \qquad (6.1)$$

unde n este factorul de proporționalitate. Se poate observa că nu presiunea este aceea care influențează consumul consumul de combustibil, ci variația de presiune.

Dacă $n=0$, atunci arzătorul este insensibil la tendința de oscilație a canalului. Este, deci, foarte important de cunoscut factorul de interacțiune n. El poate fi determinat numai experimental.

Un alt aspect al arderii este legat de schimburile de căldură și de substanță. Se știe că schimburile de căldură și de substanță sunt determinate de:

- regimul de curgere;
- profilul vitezei;
- stratul limită la peretele separator.

În ceea ce privește profilul vitezei unui curent pulsator, acesta are alura dată de Schlichting, figura nr. 6.2, în funcție de gradientul de presiune.

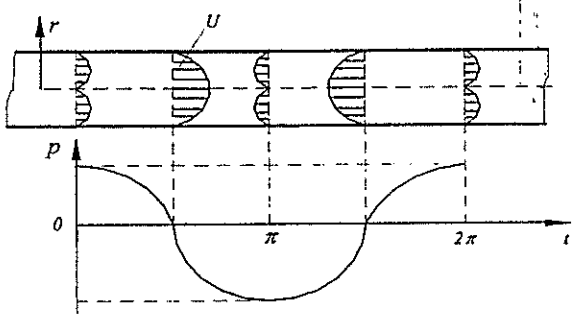


Fig. 6.2

Se observă că, în anumite condiții, are loc o schimbare a sensului de curgere a curentului, o recirculare a sa, care influențează pozitiv intensificarea schimbului de căldură ducând în final, la o egalizare a temperaturii.

Cercetări mai recente au ajuns la concluzia că o mare importanță asupra schimbului de căldură o are variația relativă a vitezei curentului pulsator. Cu această ocazie s-a introdus noțiunea de factor de ondulanță.

6.2.4. Arzătoare pulsatorii

Alte cercetări au în vedere studiul zgomotului produs de arderea pulsatorie, care reprezintă un mare impediment în utilizarea ei. Ca atare, s-au făcut cercetări pentru a reduce acest zgomot. Astfel, în cazul unui motor pulsoreactor, pentru producerea unei forțe de reacție s-au folosit mai multe sisteme legate într-o baterie, la frecvențele de funcționare ale acestora diferind într-o mică măsură. Prin suprapunerea undelor sonore (interferență) s-au obținut unele ameliorări în privința zgomotului.

În concluzie, studiul teoretic al arderii pulsatorii este deosebit de complex. Faptul că fenomenele apărute, interesante de altfel, au suscitat și

mai suscită încă păreri contradictorii, este util ca studiul teoretic să fie completat cu un studiu experimental la bancul de probă.

În instalațiile de ardere la presiune constantă au loc creșteri de entropie.

Din punct de vedere termodinamic, arderea la volum constant și la temperatură înaltă provoacă o creștere mult mai mică a entropiei, teoretic nulă. Ca urmare, se impune folosirea combustibililor superiori.

Arderea apropiată de cea la volum constant se poate realiza în tuburi cu ardere explozivă repetată, adică prin ardere în regim pulsator.

Instalațiile de ardere autooscilante sau în rezonanță, cum este cazul motorului pulsoreactor, folosesc drept combustibil un lichid volatil, benzina. Combustibilul ușor volatil deoarece, pentru ca realizarea amestecului proaspăt combustibil-aer necesită mai puțină energie pentru pulverizare. Pulverizarea combustibilului se realizează prin energia curentului oscilator de aer.

Arzătoarele autooscilante construite până în prezent se împart în trei tipuri de bază, figura nr. 3, Schmidt, Reynst,Huber.

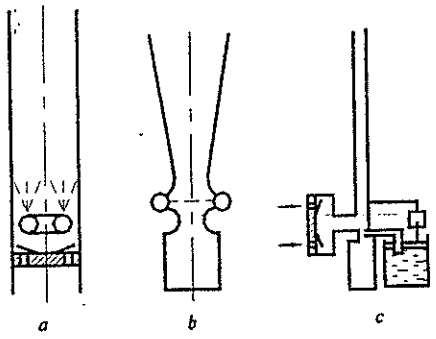


Fig. 6.3

a) Arzătorul Schmidt este confecționat dintr-un tub de secțiune constantă, având la un capăt o supapă, iar la celălalt capăt fiind deschis. Frecvecța proprie de oscilație υ a unui astfel de oscilator (tub de orgă) este

$$\upsilon = \frac{a}{4L}, \tag{6.2}$$

unde:

- a este viteza sunetului corespunzătoare temperaturii gazelor din interior;

- L este lungimea tubului ocilator.

Evident, lungimea de undă este $\lambda = 4L$.

b) Arzatorul Reynst are frecvența de oscilație

$$\upsilon = \frac{a}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{S}{V\left(L + \frac{1}{2} \cdot \pi r\right)}}. \tag{6.3}$$

Dacă se neglijază termenul $\frac{\pi r}{2}$, în comparație cu L, se obține frecvența proprie aproximativă

$$\upsilon = \frac{a}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{S}{V \cdot L}}, \tag{6.4}$$

în care mărimile au următoarea semnificație:

- S, secțiunea tubului oscilator;

- V, volumul camerei de ardere;

- r, raza tubului oscilator.

În principiu, majoritatea soluțiilor de arzătoare pulsatorii funcționează ca razonatoare Helmholtz.

Dintre soluțiile prezentate și variantele lor, cele mai semnificative sunt

a) Camera de ardere pulsatorie Schmidt (1930),

b) Tubul oscilator Argus-Schmidt.

Camera de ardere pulsatorie a lui P. Schmidt diferă de cea a lui Marconnet, fiind realizată ca un tub neted puțin divergent. Sistemul de

aprindere compus dintr-un scaun de supape şi din lamele uşoare de oţel. Combustibilul este injectat în camera de ardere ca în figura nr. 6.4.

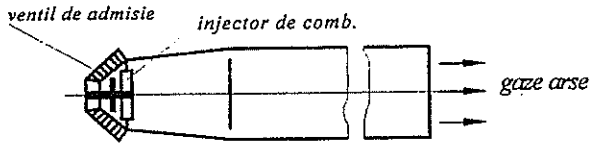


Fig. 6.4

Soluţia impune o alegere judicioasă şi corespunzătoare a lungimii secţiunii tubului cât şi a secţiunii supapei. Posibilităţile multiple de combinare permit folosirea aproape a oricărui combustibil. Forma şi dimensiunile tubului influenţează pozitiv modul de funcţionare al arzătorului, astfel încât, în tuburile cilindrice, presiunea de ardere atinsă este de (2,5-3,5) bari iar într-un tub cu o divergenţă mică se obţine presiunea de (5-6) bar. Diametrul tubului oscilator variază între 10 mm şi 100 mm. Forma capătului închis al tubului nu prezintă importanţă.

Tubul oscilator Argus-Schmidt, folosit în al doilea război mondial, la antrenarea bombelor V1, se deosebeşte de tubul Schmidt, prin faptul că este un rezonator Helmholtz. El reprezintă o perfecţionare a tubului Schmidt realizată de Diederich şi construită de firma Argus, figura nr. 6.5.

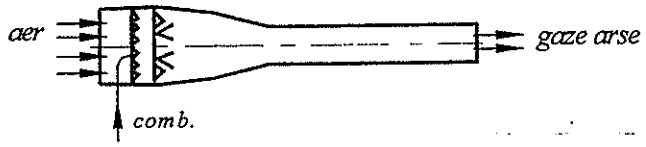


Fig. 6.5

Tubul Argus-Schmidt realizează la o ardere aproape staechiomertrică, are următoarele performanţe:

- Încărcări termice pe secţiune de $105\left[MW/m^2\right]$,

- Dezvoltă o forţă rectivă în repaus de $7500[N]$,

- Raportul dintre masa şi forţa reactivă este de $0.03[kg/N]$,

- Consumul specific de combustibil, raportat la forţa reactivă este de $7.10^{-5}[kg/Ns]$,

- Randamentul termic al procesului Lenoir este de cca. 30 %,

- Randamentul total al „bombei zburătoare" a fost de 4 %.

În prezent, asemenea tuburi Argus-Schmidt sunt folosite la antrenarea elicei elicopterelor, deoarece raportul dintre masa tubului oscilator şi forţa reactivă este de cca. $0,024[kg/N]$ iar consumul specific de combustibil este cu puţin mai mare decât al unui motor cu ardere internă cu piston.

6.3. Caracteristicile motorului pulsoreactor

6.3.1. Avantaje

Avantajele MPR, faţă de MSR, sunt următoarele:

a) Soluţia constructivă este simplă şi deci uşor de realizat;

b) Sistemul poate funcţiona la punct fix, în condiţiile în care este alimentat, din exterior, cu aer de un ventilator sau dacă sistemul este antrenat în mişcare, prin lansare, catapultare, etc.

6.3.2. Dezavantaje

Dezavantajele MPR, faţă de MSR, sunt.

a) Forţa de propulsie a sistemului este mult mai mică decât cea a MSR;

b) Consumul specific de combustibil este mare, în comparaţie cu cel al MSR;

c) Ciclul motorului este pulsatoriu şi, ca urmare, zgomotul produs de către sistem este cu mult mai mare decât cel al motoarelor clasice;

d) Deoarece este cu ardere la volum constant, combustibilul pe care îl foloseşte va trebui să fie foarte bine precizat din punct de vedere

chimic. Ca atare, MPR foloseşte benzine de calitate, cu cifră octanică ridicată.

Din punct de vedere al destinaţiei, sistemul este utilizat în două variante:

- Pentru nave mici şi aeromodele;
- Pentru avioane ţintă.

6.4. Schema de principiu a pulsoreactorului

De la început, se face observaţia că în legătură cu funcţionarea sistemului, se disting două procese:

1. Pornirea motorului;
2. Funcţionarea la regim.

Figura nr. 6.6 cuprinde schema de principiu a motorului pulsoreactor.

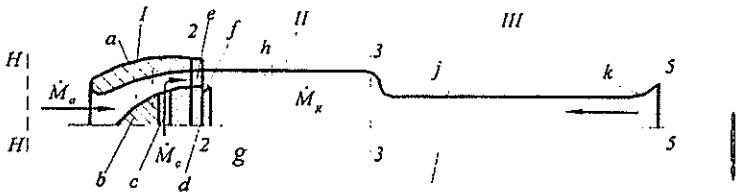


Fig. 6.6

Principalele părţi componente ale motorului sunt următoarele:

I, dispozitivul de admisie;

II, camera de ardere;

III, sistemul de evacuare.

Cu litere mici s-au notat:

a, învelişul exterior,

b, corpul central;

c, canalizaţia de combustibil;

d, chiulasa motorului;

e, fereastră în chiulasă;

f, sistemul de supape elastice;

g, sistemul de protecţie termică;

h, bujia;

i, învelişul camerei de ardere;

j, tub prelungitor (de rezonanţă);

k, ajutajul de reacţie.

6.5. Pornirea motorului

Pornirea sistemului se descrisă în cele ce urmează.

În cazul în care sistemul este lansat, aerul pătrunde în dispozitivul de admisie. În zona canalului de lucru, de arie minimă A_{min}, aerul este accelerat şi, astfel, se creează aici o depresiune accentuată. Datorită presiunii exterioare care acţionează asupra combustibilului din rezervor, coloana de combustibil, din canalizaţia c, se deplasează spre canalul dispozitivului de admisie. Din interacţiunea celor două fluxuri aer şi combistibil, prin efect de carburaţie, are loc pulverizarea combustibilului. Masa de amestec proaspăt se deplasează către camera de ardere. Sub efectul presiunii dinamice a acesteia supapele elastice deschid ferestrele din chiulasă astfel, încât amestecul proaspăt pătrunde în camera de ardere.

Declanşarea scânteii electrice asigură aprinderea violentă şi arderea amestecului carburant. Astfel, are loc o creştere a presiunii, (2-5) atmosfere dar şi o creştere a temperaturii de ardere stoechiometrică, T_a, a amestecului.

Sub efectul presiunii gazelor de ardere, supapele sunt împinse către chiulasă, se închid ferestrele de admisie şi, astfel, gazele sunt obligate să părăsească sistemul prin tubul prelungitor şi apoi, prin ajutajul de reacţie. În camera de ardere se produce o undă de presiune care se propagă prin sistemul de evacuare, către ieşire. Datorită lungimii tubului de rezonanţă se creează o diferenţă de presiune, între masa gazelor de ardere care se deplasează şi spaţiul din spatele undei. Depresiunea creeată în camera de

ardere face posibilă redeschiderea supapelor şi, ca urmare, are loc pătrunderea unei mase noi de amestec, pe de o parte şi, pe de altă parte, atragerea unei mase de amestec dinspre secţiunea de ieşire către interiorul camerei de ardere.

Cele două mase vor trebui să se întâlnească în camera de ardere, astfel încât gazele să aprindă amestecul proaspăt şi procesul de ardere să se reia. În acest scop, va trebui să existe o egalitate între frecvenţa arderii şi frecvenţa tubului de rezonanţă, astfel încât motorul să poată funcţiona în câmp sonor. Pentru a putea fi pus în funcţiune sistemul, tubul de rezonanţă se face fie telescopic, fie găurit şi se testează la bancul de probă.

6.6. Studiul proceselor de reaprindere şi ardere

6.6.1. Metode de aprindere

În privinţa mecanismului de aprindere a amestecului proaspăt, în procesul de ardere pulsatoriu există două modele:

a) Modelul Reynst;

b) Modelul Schmidt.

a) Modelul Reynst, consideră că la baza fenomenului de aprindere stau radicalii activaţi rămaşi în stratul limită de la ciclul de ardere anterior. În urma oscilaţiilor de presiune, în stratul limită apare o schimbare a regimului de curgere, din laminar în turbulent, astfel încât particulele activate sunt introduse în masa amestecului proaspăt, producând astfel aprinderea.

b) Modelul Schmidt admite că aprinderea are loc datorită undei de şoc care se deplasează de la capătul deschis al tubului oscilator spre camera de ardere a pulsoreactorului. Aceasta crează condiţii favorabile aprinderii, fără a produce o creştere importantă a temperaturii. De fapt, cercetări experimentale au arătat că aprinderea este dirijată de unda de presiune. Amestecul proaspăt aspirat, în contact cu gazele fierbinţi, se încălzeşte la o

temperatură suficientă pentru a se afla într-un echilibru labil care, datorită undei de şoc, duce la aprindere.

Efectuând un calcul statistic, molecular-cinetic, se ajunge la concluzia că aprinderea printr-o undă de şoc este mai probabilă decât prin conducţie termică şi difuzie.

6.6.2. Consideraţii gazodinamice privind aprinderea

Pentru cele ce urmează s-au ales valorile medii ale regimului de ardere, dintr-o cameră de ardere cu volumul V_{ca} şi un tub oscilator de lungime L_0. În calculul presiunilor şi al temperaturilor, un rol determinant îl au numai vitezele relative ale undei de şoc faţă de coloana de gaz. În faţa undei de şoc, gazul a fost considerat în rapaus, iar temperatura amestecului proaspăt şi temperatura medie a gazelor de ardere din camera de ardere se presupune cunoscută. Temperatura medie, T_m, a coloanei de gaz se poate determina cu ajutorul formulei aproximative

$$T_m = \left(\frac{2\pi\upsilon}{kR}\right)^2 \cdot \frac{V_{ca} \cdot L_o}{A}. \qquad (6.5)$$

Evident, se poate stabili temperatura medie şi prin integrarea distribuţiei de temperaturi în lungul tubului oscilator

$$T_m = \upsilon \int_0^{L/\upsilon} T dt, \qquad (6.6)$$

unde s-a notat prin υ frecvenţa de oscilaţie a arzătorului.

Se notează mărimile caracteristice procesului cu următorii indici inferiori:

- am, amontele undei de şoc,
- av, avalul undei de şoc,
- ga, gaze de ardere,
- ap, amestec proaspăt,
- r, reflectat.

Se notează, de asemeni, cu:

- U_s, viteza undei de şoc;

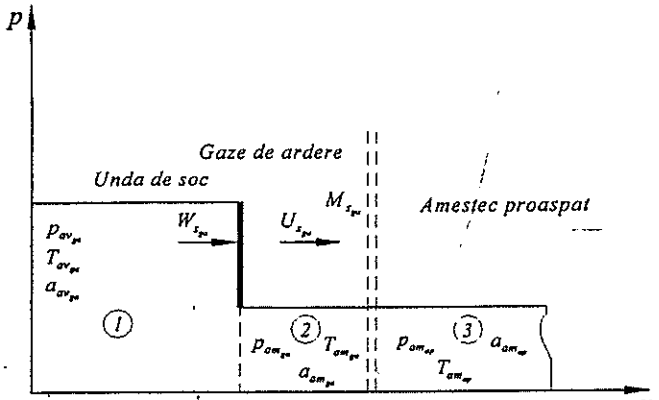
-W_s, viteza fluxului care urmăreşte unda de şoc, adică $W_s = |V_{am} - V_{av}|$;

- a, viteza locală a sunetului;

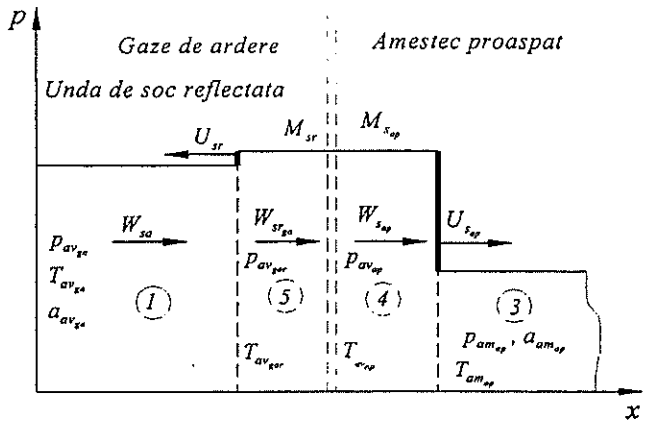
- p_{am}, T_{am}, a_{am}, mărimile corespunzătoare curgerii în amontele undei de şoc sau în faţă undei;

- p_{av}, T_{av}, a_{av}, mărimile corespunzătoare curgerii în avalul undei de şoc sau în spatele undei.

Procesul de trecere a undei de şoc, peste un salt de temperatură (limita de separaţie dintre gazele de ardere şi amestecul proaspăt), este reprezentat în figurile nr. 6.7 a şi b.



a



b

Fig. nr. 6.7

El conţine două faze:

a) Curgerea inainte de frontul de ardere, figura nr. 6.7 a;

b) Curgerea după trecerea prin frontul de flacără, figura nr. 6.7 b.

Când unda de şoc ajunge la limita de separaţie dintre gazele de ardere şi amestecul proaspăt, datorită saltului de temperatură, apare o creştere de presiune care conduce la apariţia unei unde de şoc reflectate U_{ar}, care se deplasează în sens invers undei iniţiale.

Evident, unda iniţială îşi contiuă deplasarea prin amestecul proaspăt. Linia punctată reprezintă frontul de ardere.

Domeniile caracteristice sunt marcate prin cifre arabe încercuite:

- 1, domeniul gazelor de ardere peste care a trecut unde de şoc incidentă;

- 2, domeniul gazelor de ardere neperturbate de unda de şoc;

- 3, domeniul amestecului proaspăt neperturbat;

- 4, domeniul amestecului proaspăt perturbat de unde de şoc incidentă;

- 5, domeniul gazelor de ardere perturbat atât de unda incidentă, cât şi de unda de şoc reflectată.

În vederea calculului, cu noile notaţii, se cunosc:

- $T_{am_{ap}}$, $p_{am_{ap}}$, $p_{am_{ga}}$, $T_{am_{ga}}$, K_{ga}, R_{ga}, K_{ap}, şi R_{ap},

Cu aceste valori, rezultă vitezele critice sau sonice

$$a_{am_{ga}} = \sqrt{k_{ga} \cdot R_{ga} \cdot T_{am_{ga}}}, \tag{6.7}$$

$$a_{am_{ga}} = \sqrt{k_{ap} \cdot R_{ap} \cdot T_{am_{ap}}}.$$

Numărul Mach al undei de presiune sau de şoc incidentă va fi

$$M_{s_{ga}} = \sqrt{1 + \frac{k_{ga}+1}{2k_{ga}} \cdot \left(\frac{p_{av_{ga}}}{p_{am_{ga}}} - 1 \right)}. \tag{6.8}$$

Viteza undei de şoc, în domeniul gazelor de ardere, $U_{s_{ga}}$ este

$$U_{s_{ga}} = M_{s_{ga}} \cdot a_{am_{ga}}. \tag{6.9}$$

Viteza curentului de gaze de ardere, care urmăreşte unda de şoc şi se deplasează spre frontul de flacără, va fi

$$W_{s_{ga}} = \frac{2a_{am_{ga}}}{k_{ga}+1} \cdot \frac{M_{s_{ga}}^2 - 1}{M_{s_{ga}}}. \tag{6.10}$$

Temperatura gazelor de ardere, în urma undei de şoc, va fi

$$T_{av_{ga}} = T_{am_{ga}} \left[1 + 2 \cdot \frac{k_{ga}-1}{\left(k_{ga}+1\right)^2} \cdot \left(M_{s_{ga}}^2 - 1 \right) \cdot \left(k_{ga} + \frac{1}{M_{s_{ga}}^2} \right) \right]. \tag{6.11}$$

Pentru unda de şoc incidentă, $U_{s_{ap}}$, care se deplasează în domeniul amestecului proaspăt, se pot scrie relaţiile

$$M_{s_{ap}} = \frac{U_{s_{ap}}}{a_{am_{ap}}}, \tag{6.12}$$

$$p_{am_{ap}} = p_{av_{ap}} \left[1 + \frac{2k_{ap}}{k_{ap}+1} \left(M_{s_{ap}}^2 - 1 \right) \right], \tag{6.13}$$

$$W_{s_{ap}} = \frac{2a_{av_{ap}}}{k_{ap}+1} \cdot \frac{M_{s_{ap}}^2 - 1}{M_{s_{ap}}^2}. \tag{6.14}$$

În ceea ce priveşte unda reflectată, U_{sr}, trebuie să se ţină seama de viteza gazelor de ardere în spatele undei de şoc. Deci

$$M_{sr} = \frac{U_{sr} + W_{s_{ga}}}{a_{av_{ga}}}. \tag{6.15}$$

Rezultă, imediat,

$$p_{rav_{ga}} = p_{av_{ga}} \left[1 + \frac{2k_{ga}}{k_{ga}+1} \left(M_{sr}^2 - 1 \right) \right], \tag{6.16}$$

$$W_{s_{ga}} - W_{sr_{ga}} = \frac{2a_{av_{ga}}}{k_{ga}+1} \cdot \frac{M_{sr}^2}{M_{sr}}. \tag{6.17}$$

Din ultima realaţie se obţine

$$W_{sr_{ga}} = W_{s_{ga}} - \frac{2a_{av_{ga}}}{k_{ga}+1} \cdot \frac{M_{sr}^2 - 1}{M_{sr}} = \frac{2a_{am_{ga}}}{k_{ga}+1} \cdot \frac{M_{s_{ga}}^2}{M_{s_{ga}}} - \frac{2a_{av_{ga}}}{k_{ga}+1} \cdot \frac{M_{sr}^2}{M_{sr}}. \tag{6.18}$$

Pe suprafaţa de separaţie, între gazele de ardere şi amestecul proaspăt, în conformitate cu condiţiile de continuitate

$$p_{r_{av_{ga}}} = p_{av_{ga}}, \tag{6.19}$$

$$W_{sr_{ga}} = W_{a_{ap}}. \tag{6.20}$$

Înlocuind, relaţiile (6.19) (6.20) devin explicit

$$p_{av_{ga}} \left[1 + \frac{2k_{ga}}{k_{ga}+1} \left(M_{sr}^2 - 1 \right) \right] = p_{am_{ga}} \left[1 + \frac{2k_{ap}}{k_{ap}+1} \left(M_{s_{ap}}^2 - 1 \right) \right], \tag{6.21}$$

$$a_{am_{ga}} \cdot \frac{M_{s_{ga}}^2 - 1}{M_{s_{ga}}} - a_{av_{ga}} \cdot \frac{M_{sr}^2 - 1}{M_{sr}} = a_{am_{ap}} \cdot \frac{M_{s_{ap}}^2 - 1}{M_{s_{ap}}}. \tag{6.22}$$

Se scoate M_{sr} din expresia (6.21) şi se înlocuieşte în (6.22) rezultând în final, următoarea ecuaţie

$$a_{am_{ga}} \cdot \frac{M_{s_{ga}}^2 - 1}{k_{ga} + 1} - a_{av_{ga}} \cdot \frac{p_{am_{ga}} \left(M_{s_{ap}}^2 - 1 \right) - \frac{k_{ga} + 1}{2k_{ga}} \left(1 - \frac{p_{am_{ap}}}{p_{av_{ga}}} \right)}{\sqrt{1 + \frac{p_{am_{ga}}}{p_{av_{ga}}} \left(M_{s_{ap}}^2 - 1 \right) - \frac{k_{ga}}{2k_{ga}} \left(1 - \frac{p_{am_{ap}}}{p_{av_{ga}}} \right)}} = \tag{6.23}$$

$$= a_{am_{ap}} \cdot \frac{M_{s_{ap}}^2 - 1}{M_{s_{ap}}}$$

În ultima expresie, toate mărimile sunt cunoscute, în afară de $M_{s_{ap}}$, care se determină prin încercări succesive.

Rezultă creşterea de presiune la suprafaţa de separaţie, din (6.21) adică $p_{am_{ap}}$.

În urma undei de şoc, temperatura amestecului devine

$$T_{av_{ap}} = T_{am_{ap}} \left[1 + 2 \frac{k_{ap} - 1}{\left(k_{ap} + 1 \right)^2} \left(M_{s_{ap}}^2 - 1 \right) \left(k_{ap} + \frac{1}{M_{s_{ap}}^2} \right) \right]. \tag{6.24}$$

Viteza amestecului proaspăt, în urma undei de şoc, va fi:

$$W_{s_{ap}} = \frac{2a_{av_{ap}}}{k_{ap} + 1} \cdot \frac{M_{s_{ap}}^2 - 1}{M_{s_{ap}}}.$$

Pentru unda reflactată, cresterea de presiune este foarte mică, deci $M_{sr} = 1$

Viteza undei de şoc, în domeniul amestecului proaspăt, devine

$$U_{s_{ap}} = M_{s_{ap}} \cdot a_{am_{ap}}.$$

Se poate observa că viteza gazelor, faţă de pereţii camerei de ardere, nu este atceva decât

$$W = U - a$$

Este foarte înteresant de remarcat că termperatura amestecului proaspăt creşte, datorită undei de şoc, cu ΔT_{ap}, unde

$$\Delta T_{ap} = T_{av_{ap}} - T_{am_{ap}}.$$

Această încălzire neânsemnată nu poate produce, în nici un caz, aprinderea amestecului proaspăt în condiţii obişnuite.

Variaţiile temperaturii fluidului de lucru sunt prezentate în figurile nr.6.8 a şi b.

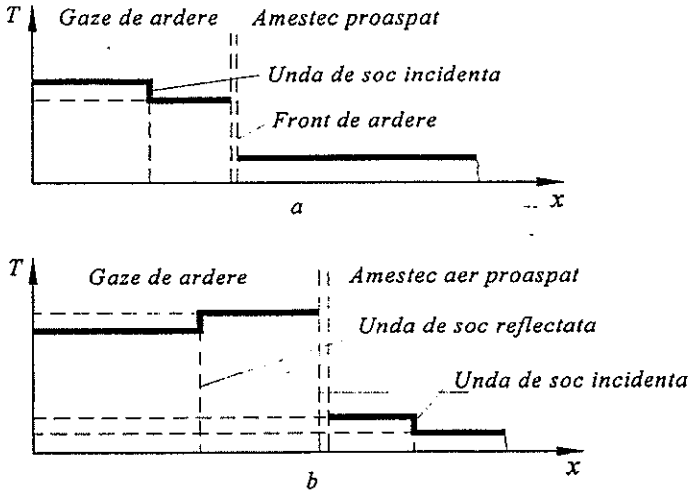


Fig. 6.8

6.6.3. Viteza de ardere

Procesul de aprindere este urmat de procesul de ardere care cuprinde probleme de cinetica de reacţie chimică, de difuzie moleculară şi de dinamica gazelor. Arderea vaporilor de benzină cu oxigenul din aerul atmosferic este o reacţie omogenă, întrucât se produce în faza gazoasă.

Viteza de reacţie se defineşte prin variaţia concentraţiei unei componente de reacţie în timp adică

$$W = \frac{\partial c}{\partial t}, \tag{6.25}$$

unde c este concentraţia.

Studii efectuate de o serie de cercetători au-condus la concluzia că viteza de reacţie depinde de următorii parametrii:

- presiunea, p;
- temperatura, T;
- gradul de amestecare.

Ţinând seama de factorii enumeraţi, viteza de reacţie a fost exprimată, în forma semiempirică, prin relaţia

$$W = p^n \cdot e^{-\frac{b}{T}}, \tag{6.26}$$

de către Schmidt, unde b, n sunt constante caracteristicile pentru fiecare combustibil, determinate pe baza măsurătorilor experimentale.

Pentru a scoate în evidenţă valoarea relativă a vitezei de ardere, în cazul arderii pulsatorii, se consideră că presiunea are o variaţie sinusoidală, de forma

$$p = p_0 + \Delta p \cdot sin\frac{2\pi t}{\tau}, \tag{6.27}$$

unde p este presiunea staţionară, Δp este amplitudinea oscilaţiei, τ este perioada de oscilaţie, iar t este timpul.

Cosiderând transformările adiabatice, rezultă depedenţa temperaturii de raportul presiunilor

$$T = T_0\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \tag{6.28}$$

Înlocuind raportul presiunilor se obţine

$$T = T_0\left[1 + \frac{\Delta p}{p_0} \cdot sin\frac{2\pi t}{\tau}\right]^{\frac{k-1}{k}}. \tag{6.29}$$

Expresia vitezei de reacţie devine

$$W = p^n\left[1 + \frac{\Delta p}{p_0} \cdot sin\frac{2\pi t}{\tau}\right]^n \cdot e^{-\frac{b}{T_0\left(1+\frac{\Delta p}{p_0} sin\frac{2\pi t}{\tau}\right)^{\frac{k-1}{k}}}}. \tag{6.30}$$

Exponentul lui e se mai poate scrie dezvoltând-ul în serie

$$\frac{b}{T_0\left(1+\frac{\Delta p}{p_0} \cdot sin\frac{2\pi t}{\tau}\right)^{\frac{k-1}{k}}} \cong \frac{b}{T_0} - \frac{b}{T_0} \cdot \frac{\Delta p}{p_0} \cdot \frac{k-1}{k} \cdot sin\frac{2\pi t}{\tau}. \tag{6.31}$$

dezvotându-l în serie.

Expresia vitezei de reacţie, pentru condiţiile de referinţă (regimul staţionar) este de forma

$$W_0 = p_0^n \cdot e^{-\frac{b}{T_0}}. \tag{6.32}$$

Raportul vitezelor de reacţie, din regimul pulsator cât şi cel staţionar, este

$$\frac{W}{W_0} = \left[1 + \frac{\Delta p}{p_0} \cdot sin\frac{2\pi t}{\tau}\right]^n \cdot e^{\frac{b}{T_0}\frac{\Delta p}{p_0}\frac{k-1}{k} sin\frac{2\pi t}{\tau}} \tag{6.33}$$

Cosiderând numai valorile pozitive, adică variaţiilor presiunii, şi ştiind că $b = \frac{E}{r}$, se observă că regimul pulsator de ardere este cu atât mai avantajos cu cât combustibilul are o energie de activare mai mare.

Admiţând, că toată energia se prezintă sub forma de translaţie şi cunoscând temperatura medie de autoaprindere a amestecului bezină-aer, atunci

$$E_{act} = 20\frac{3}{2}RT_{autoaprind},$$

$$b = \frac{E_{act}}{R} = 20 \cdot \frac{3}{2} \cdot T_{autoaprind}$$

şi

$$\frac{b}{T_0} = \frac{E_{act}}{RT_0} = 20 \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{T_{autoapr}}{T_0}$$

T_0 fiind temperatura în urma undei de şoc.

Iată de ce încărcările termice mari se obţin prin ardere în regim pulsatoriu. Viteza de ardere este mult mai mare faţă de viteza de ardere din regim staţionar. La aceasta se adaugă şi aprinderea mult mai intensă.

6.6.4. Avantajele arderii pulsatorii

Principalele avantaje ale arderiipulsatorii sunt următoarele:

1. Fenomenul de aprindere, în cazul arderii pulsatorii, diferă de aprinderea bazată pe conducţie termică;

2. Încărcările termice realizate sunt de zeci de ori mai mari decât încărcările focoaselor obşnuite;

3. Măsurători experimentale au pus în evidenţă că viteza de propagare a frontului de flacără, la arderea pulsatorie, este de circa $500 m/s$, cu mult superioară vitezei de ardere indicate în literatură pentru motorul cu ardere internă, care este de de $30 m/s$ şi aceasta realizată în condiţii de presiune şi temperatură ridicate;

4. La arderea pulsatorie, presiunea la care apare aprinderea este situată în juriul presiunii atmosferice, iar temperatura amestecului proaspăt este scuzată;

5. În iniţierea arderii pulsatorii, gazul care urmăreşte unda de şoc curge spre frontul de flacără cu o viteză de circa $(18-20) m/s$. La aprinderea prin conducţie termică şi difuzie, dimpotrivă, produsele de ardere se îndepărteză de frontul de flacără.

6. Arderea pulsatorie este insensibilă la combustibilul folosit spre deosebire de celelalte modele de ardere.

BIBLIOGRAFIE

1. V. PIMSNER, V. STANCIU, C. TĂTĂRANU, Teoria şi construcţia sistemelor de propulsie, Editura Institutului Politehnic, 414 p, Bucureşti, 1984;
2. V. STANCIU,Teoria şi construcţia sistemelor de propulsie (calculul caracteristicilor), Editura Institutului Politehnic, 154 p, Bucureşti, 1985;
3. V. PIMSNER, C. BERBENTE, V. STANCIU. V. LUCA, D. NEGULESCU, V. DOBRIN, C. TĂTĂRANU, Procese în maşini termice cu palete, Editura tehnică, 383 p, Bucureşti, 1988;
4. V. PIMSNER, Maşini cu palete (colaborare), Editura tehnică, 445 p, Bucureşti, 1988;
5. V.STANCIU, Calculul caracteristicilor motoarelor turboreactoare birotoare,Editura Institutului Politehnic, 241 p, Bucureşti, 1988;
6. V.STANCIU, Motoare aeroreactoare (îndrumar de anteproiectare), Editura Institutului Politehnic, 238 p, Bucureşti, 1990;
7. V. STANCIU, M. IAGĂRU, V. CIMPUIERU, Calculul şi optimizarea performanţelor sistemelor de propulsie, Editura Institutului Politehnic, 329 p, Bucureşti, 1992;
8. V.STANCIU, F. LUDOŞANU, C. MARTIŞ, Catalog de motoare cu reacţie, Editura Institutului Politehnic, 275 p, Bucureşti, 1992;
9. V.STANCIU, Caracteristici de exploatare ale turboreactoarelor polirotoare, Editura "PILTACO TRADE COMPANY" SRL, 189 p, 1993;
10. V. STANCIU, R. SĂLCIANU, B. PANTELIMON, Sisteme moderne de creştere a tracţiunii şi economicităţii motoarelor turboreactoare, Tipografia Universităţii POLITEHNICA, 179 p, Bucureşti, 1993;
11. V. STANCIU, Modelarea tracţiunii sistemelor de propusie, Editura URANIA, 250 p, Bucureşti, 2001;

12. V.STANCIU, E. ROTARU, Procese în turbomotoare, Editura PRINTECH, 336 p, Bucureşti, 2001;
13. V. STANCIU, E. ROTARU, A. BOGOI, Teoria şi construcţia sistemelor de propulsie, Editura BREN, 235 p, Bucureşti, 2002;
14. V. STANCIU, E. ROTARU, Sisteme convenţionale de propulsie, Editura BREN, 368 p, Bucureşti, 2002;
15. V. STANCIU, O metodă de calcul analitic a caracteristicilor de turaţie ale motoarelor turboreactoare, Buletinul Institutului Politehnic, XLII, pp 79-85, Bucureşti, 1981;
16. V. STANCIU, Asupra unei metode de calcul a caracterisicii de lucru a motorului turboreactor simplu flux birotoar, Buletinul Institutului Politehnic, XLVIII, pp 47-57, Bucureşti, 1986;
17. V. STANCIU, O metodă de calcul a caracteristicilor universale ale turbinei axiale polietajate, monorotoare, Buletinul Institutului Politehnic, XLXI, pp 85-91, Bucureşti, 1989;
18. V. STANCIU, Studiul posibilităţilor reale de creştere a economicităţii motoarelor de elicopter la regimul de calcul, Buletinul Institutului Politehnic, LI, pp 35-48, Bucureşti, 1989;
19. V. STANCIU, Upon the characteristics of Turbine Turboprop Engine, Buletinul ştiinţific al Institutului Politehnic, seria inginerie mecanică, vol. 52, nr. 1, pp 99-106, Bucureşti, 1990;
20. V. STANCIU, A method of Modelling to Fundamental Problem of Jet Engine, Buletinul ştiinţific al Institutului Politehnic, seria inginerie mecanică, vol. 52, nr. 2, pp 83-92, Bucureşti, 1990;
21 V. STANCIU, An investigation over some real possibilities of increasing the economicity of the helicopter engine at the nominal point of calculation, Buletinul ştiinţific al Institutului Politehnic, seria inginerie mecanică, vol. 53, pp 191-200, Bucureşti, 1991;

22. V. STANCIU, Modelation de caractéristiques d'exploatation du motor turboréacteur birotor, Buletinul ştiinţific al Institutului Politehnic, seria inginerie mecanică, vol. 53, pp 191-201, Bucureşti, 1991;
23. V. STANCIU, Un modéle général pour établir les performances des moteurs tuboréacteurs, à double flux, avec les flux separés biroteurs, Buletinul ştiinţific al Institutului Politehnic, seria inginerie mecanică, vol. 54, pp 253-259, Bucureşti, 1992;
24. V. STANCIU, T. BĂRBAT, Contribution regarding the appling of the principle of thermodynamics to the opened systems in the pulsatory regime of flow, Buletinul ştiinţific al Institutului Politehnic, seria inginerie mecanică, tomul 55, nr. 1-2, pp 201-208, Bucureşti, 1993;
25. V. STANCIU, A study of the reactive force of a jet pulso-engine, Buletinul ştiinţific al Universităţii "POLITEHNICA", seria inginerie mecanică volumul 56-57, nr. 1-4, pp 231-240, Bucureşti, 1994-1995;
26. V. STANCIU, T. BĂRBAT, An analitycal method of valuation for the performances of pulsatory reactive engine, Buletinul ştiinţific al Universităţii "POLITEHNICA", seria inginerie mecanică, tomul 60, nr. 3-4, pp 409-414, Bucureşti, 1998;
27. V. STANCIU, A. MICLESCU, Contribution regarding turboreactor engine thrust optimization at fix point,Buletinul ştiinţific al Universităţii "POLITEHNICA", în curs de apariţie, Bucureşti, 2001.